PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 23. 1. Dezember 1921. Redaktionsschluß für No. 24 am 1. Dezember 1921. 22. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

O. Meißner, Kolorimetrische Untersuchungen. VIII. S. 641.

H. Weigt, Die elektrischen Momente des CO und CO_2-Moleküls. S. 643.

W. H. Keesom, Die van der Waalsschen Kohäsionskräfte. Berichtigung. S. 643.

Vorträge und Diskussionen des deutschen Physikertages in Jena vom 18.–24. September 1921:

L. Schames, Eine einfache Verbesserung des Gesetzes von den übereinstimmenden Zuständen. S. 644.

H. Vogel, Das Temperaturabhängigkeitsgesetz der Viskosität von Flüssigkeiten. S. 645

M. Ettisch, M. Polanyi u. K. Weissenberg, Röntgenographische Untersuchungen an Metallen. S. 646.

M. Volmer, Über die Molekülabscheidung an Kristallen und die Bravaissche Regel. S. 646.

F. Goos, Ein photometrisch registrierender Komparator. S. 648.

W. Kunze, Das Richtungshören und einige technische Anwendungen. S. 649.

E. Alberti u. G. Zickner, Kurvenform und Phase der Schwingungen in Röhrensendern. S. 652.

H. Wigge, Ein mechanisches Modell des Kettenleiters. S. 653.

H. Dießelhorst, Einige Versuche aus der Mechanik. S. 657

E. Weiß, Zur mathematischen Analyse des Brillenproblems. S. 659.

H. Siedentopf, Über Neuerungen in der Mikroskopie. S. 659.

Besprechungen:

R. Abegg † u. F. Auerbach, Handbuch der anorganischen Chemie. IV, 1, 2. S. 663.

F. Rinne, Die Kristalle als Vorbilder des feinbaulichen Wesens der Materie. S. 664.

W. Ostwald, Grundriß der allgemeinen Chemie. S. 664.

H. Löwy, Elektrodynamische Erforschung des Erdinnern und Luftschiffahrt. S. 664.

Personalien. S. 664.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Kolorimetrische Untersuchungen. VIII.

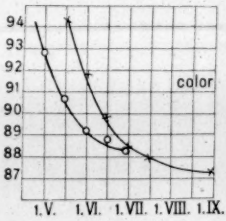
Von Otto Meißner.

1. Einige Bemerkungen

zu Herrn F. W. Kohlrauschs letzter Äußerung mögen mir hier gestattet sein. An Ostwald hat er wesentlich dasselbe wie früher auszusetzen, mir wirft er — indirekt — Literatur- und Sachunkenntnis vor. Da als sicher anzunehmen ist, daß sich Geh.-R. Ostwald nicht selbst äußern wird, will ich auch seine Verteidigung — soweit man sich so ausdrücken will — übernehmen — nicht gegen Herrn F. W. Kohlrausch, der sich nicht wird überzeugen lassen wollen, sondern im allgemeinen.

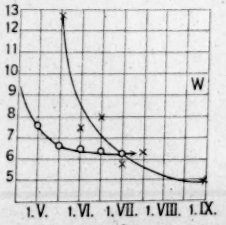
Nach Ostwald ist die Farbenlehre eine psychologische Wissenschaft, steht also in der Comte-Ostwaldschen Wissenschaftspyramide[1]) höher als die Physik. Nun gelten alle Gesetze der niederen Wissenschaften für die höheren, aber nicht vice versa. Wenn also nach Kohlrausch die Ostwaldsche Farbenlehre keine Bereicherung der Physik ist (Kohlrausch selbst sagt freilich: der „Wissenschaft", kann aber nach seinen sonstigen Ausführungen nur jene meinen), so ist das gar kein Vorwurf gegen Ostwald, die Fortschritte liegen auf anderem Gebiete; und deshalb wird Ostwald auch keine Rechtfertigung für nötig halten. Privatbriefe pflegt Ostwald — darf ich wohl sagen, ohne damit indiskret zu werden — nur selten und nur im Lapidarstil zu beantworten, und nur, wenn er sich sachlichen Gewinn davon verspricht.

Da ich mich in meinen Arbeiten ganz an Ostwald halte, ist im Grunde meine Verteidigung bereits im Vorstehenden enthalten. Wenn ich die von Kohlrausch angeführte



× 1919, ○ 1920

Fig. 1.



× 1919, ○ 1920

Fig. 2.

1) Beiträge zur Farbenlehre. II. Stück, S. 11.

Tabelle I.

Nr. 1—6.	c	w	s	r
1. 25. April 1920	93,4	05,3	73,8	20,9
2. 2. Mai 1920	92,7 ± 0,5	04,8 ± 0,3	74,7 ± 4,1	20,5 ± 4,1
3. 15. Mai 1920	90,7 ± 0,5	04,1 ± 0,2	81,1 ± 1,9	14,8 ± 1,9
4. 30. Mai 1920	89,2 ± 0,2	03,9 ± 0,2	88,7 ± 1,2	07,4 ± 1,2
5. 29. Juni 1920	88,4 ± 0,2	03,7 ± 0,3	90,1 ± 1,0	06,1 ± 0,9
Nr. 7—10.	c	w	s	r
1. 25. April 1920	89,3	04,4	87,1	08,5
2. 2. Mai 1920	88,7 ± 0,1	04,3 ± 0,2	88,0 ± 1,2	07,7 ± 1,2
3. 15. Mai 1920	88,3 ± 0,2	04,0 ± 0,5	88,2 ± 0,7	07,8 ± 0,9
4. 30 Mai 1920	88,2 ± 0,4	04,0 ± 0,3	88,1 ± 0,8	07,9 ± 1,5
5. 29. Juni 1920	88,4 ± 0,1	0,40 ± 0,2	90,2 ± 0,9	05,8 ± 0,9

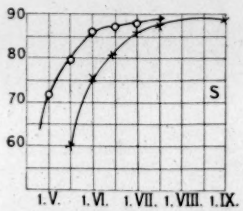
Tabelle II.

Nr. 1—6.	c		w		s		r	
	1919	1920	1919	1920	1919	1920	1919	1920
1. Mai	—	92,9	—	07,5	—	72,0	—	20,5
15. Mai	94,1	90,7	12,5	06,6	61,0	78,6	26,5	14,8
1. Juni	91,4	89,1	07,6	06,4	75,7	86,2	16,7	07,4
15. Juni	89,2	88,8	07,3	06,3	81,7	87,0	11,0	06,7
1. Juli	88,6	88,4	05,8	06,2	85,8	87,5	08,4	06,3
15. Juli	88,0	—	06,0	—	87,0	—	07,0	—
1. August	87,8	—	05,5	—	87,5	—	07,0	—

Literatur nicht zitiert habe, so rührt dies nicht daher, daß ich sie nicht kenne, — vielmehr ist sie mir, von psychologischer Seite her, nebst andrer dahin gehöriger, schon seit etwa 20 Jahren bekannt — sondern weil Ostwald in seiner Farbenlehre über sein Verhältnis zu seinen Vorgängern bereits das Nötige gesagt hat, und ich sonst keine Veranlassung hatte, sie zu zitieren, z. B. Hering nicht, weil seine Lehre nur qualitativ ist, und Helmholtz nicht, weil ich eben nicht die Helmholtzsche, sondern die Ostwaldsche Theorie meinen Untersuchungen zugrunde lege. Das müßte jedem Unbefangenen einleuchten und ist mein letztes Wort in dieser Sache.

2. Die Färbung der Baumblätter im Verlauf des Sommers 1920.

Wie 1919[1]) hatte ich auch 1920 die Färbung einer großen Anzahl von Blättern verschiedener Pflanzen, meist von Bäumen oder Sträuchern, bestimmt. Die ausführlichen Tabellen der Einzelwerte will ich hier, um Platz zu sparen, nicht wiedergeben, sondern nur eine Zusammenfassung für folgende 10 Pflanzenarten[2]): 1. Eiche 2. Buche 3. Linde 4. Rüster 5. Pappel 6. Ahorn; 7. Birke 8. Eberesche 9. Flieder 10. Spiräe (Filipendula hexapetala). Tab. I stellt die Ergebnisse dar, Tab. II die Vergleichung von 1919 und 1920, wobei in Tab. II für die Messungen von 1920, die bei Gasbeleuchtung ausgeführt waren, um sie mit den bei Tageslicht gemachten von 1919 vergleichbar zu machen, dem Weißgehalt von $2^1/_2$ Proz. zugefügt, dem Schwarzgehalt ebensoviel abgezogen sind, während Farbton c und naturgemäß! — Reinheit r unverändert gelassen sind.



× 1919, ○ 1920

Fig. 3.

Die Figuren stellen den Gang des Farbtons sowie des Weiß- und Schwarzgehaltes dar. Figuren und Tabellen zeigen deutlich den Vorsprung, den die Vegetation 1920 gegenüber 1919 hatte; man kann ihn auf anfänglich 3 Wochen schätzen: eine Wirkung des sehr warmen Frühjahrs 1920.

In Anbetracht dessen, daß Blätter keine

1) Naturw. Wochenschr., N. F. **19**, 518 ff.

2) Nahe verwandte Arten bei Eiche und Linde zusammen.

„ideal rauhe" Oberfläche haben, sind insbesondere die 1919er Kurven so typisch, daß ein Unbefangener wohl kaum auf den Gedanken kommen kann, daß die zugrundeliegende Theorie eine „bloße Faustregel" darstellt.

Potsdam, 30. September 1921.

(Eingegangen 4. Oktober 1921.)

Die elektrischen Momente des Co- und Co_2-Moleküls.

(Auszug aus der Göttinger Dissertation.)

Von Hans Weigt.

Auf Veranlassung von Herrn Professor Debye wurden die Dielektrizitätskonstanten von Kohlenoxyd und Kohlendioxyd in ihrer Abhängigkeit von der Temperatur untersucht, um mit Hilfe der Debyeschen Dipoltheorie die elektrischen Momente der Moleküle der beiden Gase zu bestimmen und dadurch einen Anhalt für ein Molekülmodell wenigstens für das Co-Molekül zu finden.

Die Messungen gingen so vonstatten, daß zuerst Luft, dann Co und Co_2 nacheinander in einen auf die vorgeschriebenen Temperaturen geheizten Kondensator gebracht wurden und die Änderung der Kapazität dieses Kondensators mit Hilfe elektrischer Schwingungen bestimmt wurde. Hierbei wurde von dem Überlagerungsempfang der drahtlosen Telegraphie Gebrauch gemacht in einer Schaltung, wie sie im Verlauf dieser Versuche von Preuner und Pungs[1]) angegeben worden ist. Die Versuche bestätigten die Abhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten von der Temperatur in der von der Debyeschen Theorie verlangten Weise innerhalb der Meßfehler, die wesentlich niedriger gehalten werden konnten als die bei einer von Jona[2]) zu demselben Zweck benutzten Methode und ergaben für die elektrischen Momente die Werte

$$\mu_{Co_2} = (0{,}1420 \pm 0{,}0017)\ 10^{-18}$$
$$\mu_{Co} = (0{,}1180 \pm 0{,}0016)\ 10^{-18}.$$

Ein Vergleich der Meßresultate mit den aus der Lorentz-Lorenzschen Formel folgenden optischen Brechungsindizes zeigt ebenfalls gute Übereinstimmung, obwohl die Brechungsindizes durch das bei Dipolgasen anomale Ultrarot extrapoliert werden mußten.

1) Diese Zeitschr. **20**, 543, 1919.
2) Diese Zeitschr. **20**, 14, 1919.

(Eingegangen 30. September 1921).

Die van der Waalsschen Kohäsionskräfte. Berichtigung.

Von W. H. Keesom.

Die Bemerkungen, welche Herr Debye in seiner wichtigen Verhandlung über Molekularkräfte und ihre elektrische Deutung[1]) meiner unter obengenanntem Titel publizierten Arbeit[2]) widmet, machen eine weitere Äußerung meinerseits über die Berechnung der Quadrupolmomente der betrachteten Gase nötig. Ich kann mich nämlich mit der Weise, in der Debye von der mittleren reduzierten Zustandsgleichung Gebrauch macht, nicht einverstanden erklären.

Schon beim Aufstellen der mittleren reduzierten Zustandsgleichung wies Kamerlingh Onnes[3]) darauf hin, daß dieselbe für keinen Stoff mit der wirklichen reduzierten Zustandsgleichung zusammenfallen wird. Sie würde dies nur dann tun, falls die Stoffe, welche die Daten für die Ableitung der mittleren reduzierten Zustandsgleichung geliefert haben, bis an den kritischen Punkt dem Gesetz korrespondierender Zustände exakt gehorchen sollten. Bekanntlich ist das aber, besonders was Wasserstoff im Vergleich mit Stickstoff und Sauerstoff betrifft, keineswegs der Fall[4]). Und gerade diese Gase sind es, welche die Daten für die höheren reduzierten Temperaturen geliefert haben. Durch das Aneinanderreihen dieser Daten in der mittleren reduzierten Zustandsgleichung wird der Verlauf der Virialkoeffizienten mit der reduzierten Temperatur modifiziert, was bei der Empfindlichkeit, welche die in Frage stehenden Rechnungen gegenüber kleinen Änderungen in diesem Verlauf aufweisen, einen beträchtlichen Einfluß auf das Endergebnis haben kann.

Indes muß ich ein näheres Eingehen auf dieses Thema zu einer folgenden Abhandlung, in der auch die Resultate einiger weiteren Rechnungen gegeben werden sollen, verschieben. Es liegt mir aber daran schon jetzt zu berichten, daß, wie sich jetzt gezeigt hat, in meine frühere Rechnung des Quadrupolmoments des Wasserstoffs sich im letzten Moment leider ein Rechenfehler eingeschlichen hat, den ich im folgenden berichtigen möchte.

Aus den in meiner obengenannten Arbeit angegebenen Werten für σ und v folgt für das Quadrupolmoment des Wasserstoffs:

$$\mu_2 = 1{,}17 \times 10^{-26}\ [\text{elektrost. Einh.} \times \text{cm}^2].$$

1) Diese Zeitschr. **22**, 302, 1921.
2) Diese Zeitschr. **22**, 129, 1921.
3) Leiden, Communications Nr. 74, § 4, 1901.
4) Vgl. H. Kamerlingh Onnes und W. H. Keesom, Die Zustandsgleichung. Math. Enz. V 10. Leiden, Comm. Suppl. Nr. 23, § 36, und Fußn. 399.

anstatt des von mir dort auf S. 135 gegebenen Wertes[1]). Deshalb verliert auch die Bemerkung auf S. 137 bezüglich der Übereinstimmung zwischen den Werten, welche sich für das Quadrupolmoment aus der Zustandsgleichung und aus dem Bohr-Debyeschen Modell ergeben, ihren Sinn.

Utrecht, 12. September 1921.

(Eingegangen 30. September 1921.)

1) In Fußn. 1 ebendort lese man also 0.70×10^{-5} anstatt 0.92×10^{-5}.

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN DES DEUTSCHEN PHYSIKERTAGES IN JENA VOM 18.—24. SEPTEMBER 1921.

Léon Schames (Frankfurt a. M.), Eine einfache Verbesserung des Gesetzes von den übereinstimmenden Zuständen.

Der Grund dafür, daß das Gesetz von den übereinstimmenden Zuständen nicht streng gilt, liegt darin, daß vor allem die Größe a der Zustandsgleichung individuelle Variable ist. Es ist daher zu erwarten, daß man mit festen Reduktionsgrößen kein strenges Gesetz erhalten kann; daher kann man auch durch die Einfuhrung einer oder mehrerer Zusatzkonstanten nur beschränkte Verbesserung bewirken. Ein wirklich strenges Gesetz wird man erst erhalten, wenn die individuelle Variabilität, vor allem von a, bekannt ist und zur Bildung variabler Reduktionsgrößen angewandt werden kann. Davon sind wir aber noch weit entfernt.

Wir müssen uns deshalb hier mit viel weniger begnügen und unsere Aufgabe folgendermaßen umschreiben. Bisher hat man mit den kritischen Größen T_k, p_k, v_k als Reduktionsgrößen den kritischen Punkt und seine nächste Umgebung richtig wiedergeben können. Dieses Gebiet ist aber sehr klein im Vergleich zum gesamten der Erfahrung zugänglichen Zustandsgebiet, und es fragt sich nun, ob man nicht etwa mit anderen festen Reduktionsgrößen ein viel größeres Gebiet wiedergeben könne. Wir wollen zeigen, daß dies tatsächlich der Fall ist, müssen aber dabei im Auge behalten, daß dies nach obigem nur als eine erste Näherung zur Lösung des Problems angesehen werden darf.

Als Zustand, den wir darstellen wollen, wählen wir den einfachsten: den Avogadroschen und an ihm anschließend das große Gebiet des verdünnten Gaszustands. Wir werden aber sehen, daß unsere Reduktionsgrößen auch noch für beträchtlich dichte Zustände brauchbar sind und überraschenderweise sogar den ganz dichten Zustand (bei $T = 0$, $p = 0$, $v = v_0$) als übereinstimmenden wiedergeben.

Als korrespondierende Zustände wählen wir diejenigen entlang den charakteristischen Kurven: im Avogadroschen Zustand also Boyle- und Gay-Lussac-Punkt. Die Behandlung der gleichen Aufgabe hatten wir schon vor mehreren Jahren begonnen[1]). Im Avogadroschen Zustand gilt als Grenzgesetz

$$pv = RT.$$

Wenn hierbei die übliche Reduktion mit den kritischen Größen richtig wäre, so müßte in

$$\mathfrak{p} \cdot \mathfrak{v} = \mathfrak{R}\mathfrak{t}$$

die reduzierte Gaskonstante $\mathfrak{R} = \frac{RT_k}{p_k v_k}$ eine Konstante sein. Da dies nicht der Fall ist, hatten wir früher neben $\mathfrak{p}$ und $\mathfrak{v}$, nicht $\mathfrak{t}$ sondern $\mathfrak{R}\mathfrak{t}$ als dritte korrespondierende Größe gewählt. Für die meisten Substanzen ergaben sich so wirklich Boyle- und Gay-Lussac-Punkt als korrespondierende Punkte und auch die charakteristischen Kurven konnten mit Erfolg in ihrem weiteren Verlauf als gut korrespondierend nachgewiesen werden, wie auch Jakob[2]) bestätigte. Es zeigte sich aber bald, daß He und H_2 sich nicht so einfach einordnen ließen, und es erhob sich nun die Frage, ob man die Reduktionsgrößen nicht so verallgemeinern könne, daß sich auch diese Substanzen einfügen. Dabei fiel auf, daß He und H_2 auch insofern von den übrigen Substanzen abweichen, als die empirische van der Waalssche Beziehung:

$$\mathfrak{R} = \mathfrak{d}_0 = \frac{1}{\mathfrak{v}_0}$$

bei ersteren nicht, bei letzteren aber mindestens mit großer Annäherung erfüllt ist.

Wählt man als reduzierte Temperatur nicht wie früher $\mathfrak{R}\mathfrak{t}$ sondern $\mathfrak{d}_0\mathfrak{t}$, so ergibt sich sofort, daß Boyle- und Gay-Lussac-Temperatur

1) L. Schames, Elster- und Geitel-Festschr. 1915, S. 287.

2) M. Jakob, Forschungsarbeiten auf d. Gebiete d. Ingenieurwesens, Heft 202, 1917.

	$\mathfrak{R}$	$\mathfrak{d}_0$	$\mathfrak{R}t_B$	$\mathfrak{R}t_G$	$\mathfrak{d}_0 t_B$	$\mathfrak{d}_0 t_G$
He	3.13	2,15	12.5	23.4	8,3	16,1
H_2	3.27	2,67	10.5	10.5	8.0	15.9
O_2, N_2, Luft, C_2H_4 (A)	3.42	3.35	8,7	(16,3)	8,5	(16,0)
CO_2	3.55	3.45	8,8	(16,3)	8,6	(16,0)

nunmehr auch für He und H_2 mit den übrigen korrespondieren. Das heißt also, es ist zu nehmen

als Reduktionstemperatur $T_x \frac{v_0}{v_x}$,

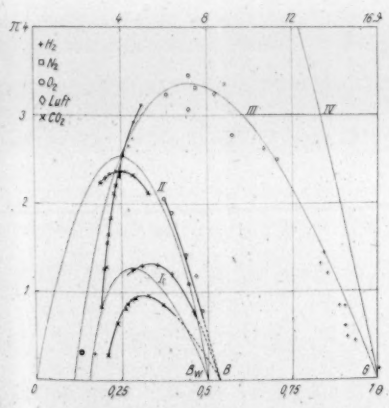
dem entspricht als Reduktionsvolumen v_0,

und als Reduktionsdruck $\frac{RT_x}{v_x}$;

letzteres ist der Druck $p_{x\,i} = \mathfrak{R} p_x$, der im kritischen Punkt herrschen würde, wenn hier noch das Idealgasgesetz gültig wäre. Die mit diesen Größen reduzierte Gaskonstante wird 1.

Diese für den Avogadroschen Zustand sich ergebenden Reduktionsgrößen stellen also, wie oben schon erwähnt, auch den Punkt des Kondensats $T = 0$, $p = 0$, $v = v_0$ als korrespondierenden Punkt dar, was die kritischen Größen ja nicht tun.

Um zu zeigen, wie die mittleren Zustandsgebiete mittels unserer Reduktion dargestellt werden, bzw. welche Abweichungen auftreten, haben wir in einem $\pi = \frac{p}{p_{x\,i}}$, $\vartheta = \frac{Tv_x}{T_x v_0}$-Diagramm die ersten vier charakteristischen Kurven



nach der Erfahrung dargestellt. Um sie mit den van der Waalsschen charakteristischen Kurven vergleichen zu können, sind die letzteren dünn eingezeichnet; für diese gilt aber nicht der ϑ-Maßstab, sondern derjenige in $\Theta = \frac{T}{T_G}$, damit der Gay-Lussac-Punkt nach van der Waals mit dem nach der Erfahrung zusammenfällt. Von ihm aus geht die IV. und die III. charakteristische Kurve. Die IV. charakteristische Kurve stimmt mit der früher von mir dafür gegebenen Graden[1]) für nicht zu große Dichten (in den neuen Einheiten $\Theta = 1 - 0{,}056\,\pi$) genügend überein: bei großen Dichten machen sich auf ihr die individuellen Verschiedenheiten stark bemerkbar (im Zusammenhang mit ihrem Endpunkt[2]) bei $\pi_0 \sim f_0 \mathfrak{d}_0$). Auf der III. charakteristischen Kurve sind in der Nähe des Gay-Lussac-Punkts die Kreuze für H_2, in der Nähe ihres Scheitels die Werte für N_2, O_2 und Luft und schließlich die schrägliegenden Kreuze für CO_2 dem empirischen Material[3]) entnommen. Die Abweichung für CO_2 ist durch die Nähe des kritischen Punktes bedingt.

Die empirischen Werte für die II. charakteristische Kurve für CO_2 liegen etwas unterhalb, für N_2, O_2 und Luft etwas oberhalb der van der Waalsschen Kurve. Beide streben zum Boyle-Punkt B bei $\Theta \sim 0{,}535$, während derselbe nach van der Waals bekanntlich bei $\Theta = 0{,}50$ liegt. In B beginnt auch die I. charakteristische Kurve, die dicht beim kritischen Punkt endet[1]). Der Scheitel der I. charakteristischen Kurve liegt für CO_2 beträchtlich unterhalb, für H_2 unwesentlich oberhalb der van der Waalsschen Kurve. Die kritischen Punkte müssen in unserem Diagramm auseinander fallen, wie an CO_2, H_2 und He gezeigt ist.

Während demnach die bisherige Reduktion mit den kritischen Größen nur die nächste Umgebung des kritischen Punktes richtig wiedergibt, gestattet die neue, für den Avogadroschen Zustand sich ergebende Reduktion die Wiedergabe eines weit größeren Zustandsgebietes.

1) L. Schames, diese Zeitschr. **18**, 32, 1917.
2) L. Schames, Ann. d. Phys. **57**, 328, 1918.
3) Dies ist zusammengestellt bei M. Jakob, diese Zeitschr. **22**, 66, 1921, dabei ist das früher von mir vorgeschlagene $\mathfrak{R}t$-Diagramm benutzt, wobei sich das Herausfallen des H_2 deutlich zeigt.

Hans Vogel (Hamburg), Das Temperaturabhängigkeitsgesetz der Viskosität von Flüssigkeiten.

Es ist dem Vortragenden gelungen, ein Temperaturabhängigkeitsgesetz für die Viskosität von Flüssigkeiten dadurch aufzustellen, daß er folgende drei Größen einführte:

1. den Grenzwert der Zähigkeit η_∞ für $t = \infty$;
2. die Temperatur $t_\varkappa$, für die die Fluidität $\frac{1}{\eta} = 0$ oder die Viskosität $\eta = \infty$ wird;

3. die Temperatur t_ν für die $\eta = 1$ wird.
Das Gesetz lautet dann

$$\eta_t = \eta_\infty^{\frac{t-t_\nu}{t-t_\infty}}.$$

Dasselbe Gesetz gilt auch für den in der Technik oft angewandten Zähigkeitsfaktor Z:

$$Z = Z_\infty^{\frac{t-t_\nu}{t-t_\infty}}.$$

Die Formeln ergeben für alle Flüssigkeiten, Wasser, Quecksilber, Öl im ganzen Flüssigkeitsgebiet eine ausgezeichnete Übereinstimmung mit den Messungen und werden daher vielleicht zu molekulartheoretischen Betrachtungen herangezogen werden können. Vorläufig liegt ihr Anwendungsgebiet hauptsächlich in der Öltechnik, da nun aus drei Viskositätsmessungen die ganze Temperaturkurve konstruiert werden kann.

Diskussion.

Schulz: Ich möchte mir die Frage erlauben, ob der Herr Vortragende vielleicht auch unterkühlte Flüssigkeiten untersucht hat (z. B. Gläser)?

Vogel: Nein.

M. Ettisch, M. Polanyi und K. Weißenberg (Berlin-Dahlem), Röntgenographische Untersuchungen an Metallen.

Der von Becker, Herzog, Jancke, Polanyi gefundene Röntgeneffekt, daß hartgezogener *Cu*-Draht statt voller Debye-Scherrer-Kreise nur einzelne kurze Streifen erzeugt, wird zur quantitativen Bestimmung der Kristallanordnung in hartgezogenen Drähten ausgebaut.

Der Effekt wurde wieder gefunden bei hartgezogenem *Wo*-, *Fe*-, *Mo*-, *Cu*-, *Pd*-, *Al*-, *Ag*-Draht. Die Deutung ergab, daß die Elemente mit raumzentrierten kubischen Gittern (*Wo*, *Fe*, *Mo*) einfache Faserstruktur mit Diatropie der ⟨110⟩-Ebene haben, d. h. im Drahtquerschnitt sich nur Rhombendodekaëderflächen finden. Die Elemente mit flächenzentrierten kubischen Gittern (*Cu*, *Pd*, *Al*) zeigten zweifache Faserstruktur bei Diatropie von ⟨111⟩- und ⟨100⟩-Ebenen; es liegen also hier im Querschnitt bloß Oktaëder- und Hexaëderflächen.

M. Volmer (Hamburg), Über die Molekülabscheidung an Kristallen und die Bravaissche Regel.

Die Entstehung eines Kristalls aus dem molekulardispersen Zustande geschieht stets durch einen Wachstumsvorgang. Dieses Wachsen erfolgt in verschiedenen Richtungen verschieden schnell und nimmt für einige Richtungen scharf ausgeprägte Minimalwerte an. Eine befriedigende Erklärung für diese Tatsache gibt es bisher nicht. Das Prinzip von Gibbs und Curie, nach welchem der Kristall einer solchen Form zustreben soll, die ein Minimum der Oberflächenenergie besitzt, konnte bisher mit den Erfahrungstatsachen nicht widerspruchsfrei in Zusammenhang gebracht werden. Es besteht nur eine empirische Regel, die sog. Bravaissche Regel, nach welcher im allgemeinen die dichtesten Netzebenen die geringste Wachstumsgeschwindigkeit zeigen, wobei unter Wachstumsgeschwindigkeit einer Ebene die Geschwindigkeit gemeint ist, mit der sie sich in normaler Richtung verschiebt.

In einer interessanten Mitteilung hat Valeton[1]) kürzlich den Aufbau eines Ionengitters aus den Ionen behandelt und die verschiedenen Wachstumsgeschwindigkeiten verschiedener Netzebenen auf die Wahrscheinlichkeiten zurückgeführt, mit der ein Haftenbleiben oder eine Reflexion der ankommenden Ionen an den betreffenden Gitterebenen stattfindet. Diese Theorie enthält aber einige hypothetische Momente und kann schwerlich als Grundlage einer allgemeinen Theorie des Kristallwachstums in Frage kommen. Z. B. ist eine Verallgemeinerung der Theorie auf andere als Ionengitter, insbesondere auf Metallkristalle nicht angängig, da nach den seinerzeit vorliegenden Experimentalarbeiten von Knudsen[2]) und Bennewitz[3]) eine Reflexion von Molekülen an Metalloberflächen überhaupt nicht eintritt.

Neuere Messungen[4]) haben ergeben, daß doch eine geringe Reflexion stattfindet, doch kann daraus nicht, wie z. B. auch Gross und Volmer[5]) versucht haben, die erheblich verschiedene Wachstumsgeschwindigkeit eines Kristalls in den verschiedenen Richtungen erklärt werden.

Der Vorgang der Molekülabscheidung an Kristallen stellt sich vielmehr auf Grund der Versuche von Volmer und Estermann[4]) folgendermaßen dar:

Wenn ein Molekül auf eine geschlossene Netzebene trifft, so dringt es nicht ein, bleibt aber in dem der Fläche vorgelagerten Anziehungsfeld, und zwar setzt es innerhalb des Feldes seine Wärmebewegung fort, die nach zwei Raumrichtungen hin lediglich in translatorischer Bewegung, nach der 3. in Schwingungen besteht.

---

1) Diese Zeitschr. **21**, 606—608, 1920.
2) Ann. d. Phys. **47**, 697, 1915; **50**, 472, 1916.
3) Ann. d. Phys. **59**, 193, 1919.
4) Volmer u. Estermann, Zeitschr. f. Phys. **7**, 1 u. 13, 1921; Estermann, Dissertation 1921.
5) Zeitschr. f. Phys. **5**, 188, 1921.

Mit einem solchen Molekül kann dreierlei geschehen:

1. Es kann wieder verdampfen, wozu nicht die molekulare Verdampfungswärme erforderlich ist, sondern ein kleinerer Energiebetrag, den wir als Adsorptionswärme bezeichnen wollen. Der Bruchteil der Moleküle, die auf diese Weise das Feld wieder verlassen, ist klein, er beträgt, wie aus anderen Versuchen[1]) hervorgeht, bei *Hg*, *Cd*, *Zn* etwa $^1/_{12}$.

2. Die Moleküle können an den Rand der Fläche gelangen und dort auf eine andere Kristallfläche wandern.

3. Es können mehrere Moleküle auf der Fläche zusammentreffen und sich vereinigen. Diese zweidimensionalen Aggregate werden beim weiteren Wachsen ihre freie Bewegung allmählich verringern und sich so auf die ursprüngliche Gitterebene auflagern, daß die einzelnen Atome Gleichgewichtslagen einnehmen. So ist der Anfang einer neuen Gitterebene gebildet, die weiter auswächst, worauf sich dann das Ganze auf ihr wiederholt. Das Wachstum einer Kristallfläche stellt sich so als ein Aufeinanderlagern immer neuer Netzebenen dar.

Vergleichen wir nun zwei verschiedene Netzebenen, eine sehr dichte und eine dünner besetzte. Im 1. Fall dürfen wir die Äquipotentialflächen des vorgelagerten Feldes nahezu als Ebenen betrachten. Dann können die Moleküle ihre jeweilige Bewegungsrichtung ungehindert beibehalten und werden mit großer Geschwindigkeit nach dem Rand abwandern. Bei einer dünn besetzten Netzebene haben wir uns die Äquipotentialflächen mit vielen Krümmungen vorzustellen, etwa wie eine vollständig mit Hügeln besetzte Landschaft. Hier ist das Molekül in seiner Bewegung stark behindert, denn bei jeder Krümmung des Feldes erfährt es eine Ablenkung aus seiner Bahn, ähnlich wie ein Gasmolekül bei einem Zusammenstoß. Wir können uns direkt so ausdrücken, daß wir sagen, die freie Weglänge der Moleküle ist kleiner als im 1. Fall. Daher muß in diesem Falle die Abwanderung von der Fläche langsamer geschehen. Die Dichte der Moleküle ist im stationären Zustand dauernd höher als im 1. Fall, infolgedessen ist die Geschwindigkeit der Bildung neuer Gitterebenen größer als auf der dichten Netzebene. So ergibt sich also, daß das Wachstum der dünneren Netzebene größer ist als das der dichteren, wie es die Bravaissche Regel verlangt.

An eine quantitative Behandlung des Wachstumsvorgangs auf Grund der entwickelten Anschauung ist wohl vor der Hand nicht zu denken. Auch fehlt für die Prüfung jedes experimentelle Material, da bei allen unter gewöhnlichen Umständen gewachsenen Kristallen sekundäre Einflüsse wie Diffusions-, Wärmeableitungs- und Adsorptionsvorgänge eine mehr oder weniger maßgebende Rolle spielen; außerdem findet bei allen bisherigen Versuchen die Kristallbildung wenig entfernt vom Gleichgewichtszustand statt, was für die Kenntnis der Geschwindigkeitsvorgänge dieselbe Komplikation wie bei umkehrbarem chemischen Reaktionen und zwar in erhöhtem Maße infolge der Richtungsverschiedenheiten bedeutet.

Zum Schluß sei noch auf eine weitere Konsequenz aus der neuen Anschauung hingewiesen, die ihre experimentelle Bestätigung erfahren hat. Es läßt sich leicht einsehen, daß nach der entwickelten Auffassung die absolute Größe einer Fläche von Einfluß auf ihre relative Wachstumsgeschwindigkeit sein muß; denn die im stationären Zustand auf einer dichten Netzebene vorhandene Anzahl adsorbierter Moleküle ist in der Mitte am größten und nimmt nach dem Rande zu ab. Mit zunehmender Ausdehnung der Fläche nimmt die Wahrscheinlichkeit, daß ein etwa in ihrer Mitte einfallendes Molekül nach dem Rande gelangt, immer mehr ab, dagegen die Wahrscheinlichkeit der neuen Keimbildung nfolgedessen immer mehr zu, so daß mit wachsender Ausdehnung der Fläche ihre Wachstumsgeschwindigkeit größer werden muß. Dieser Effekt hat sich tatsächlich in der erwarteten Größenordnung nachweisen lassen. Eine weitere Bestätigung der Auffassung ist darin zu sehen, daß, falls man durch einen Molekülstrahl lediglich einer dazu senkrechten Kristallfläche Moleküle zuführt, die neue Keimbildung stets etwa in der Mitte der Fläche erfolgt. Auch der Einfluß der Dampfkonzentrationen auf den Wachstumsvorgang entspricht den Erwartungen.

Hamburg, Phys.-Chemisches Laboratorium der Universität.

1) Für ein fremdes, z. B. ein Gasmolekül gilt offenbar dasselbe bezüglich der Wärmebewegung im adsorbierten Zustande. Es unterscheidet sich von einem frei im Raum beweglichen Molekül nur dadurch, daß ein Freiheitsgrad der potentiellen Energie dazugekommen ist, so daß z. B. für ein einatomiges adsorbiertes Gas die spezifische Wärme $\frac{1}{2}RT$ statt $\frac{3}{2}RT$ des freien Gases anzunehmen ist. Demnach dürfte die Adsorptionswärme nur wenig temperaturabhängig sein.

F. Goos, Ein photometrisch registrierender Komparator.

Das Kochsche Registrier-Photometer war, nachdem sein Wert für alle Probleme der photographischen Photometrie erwiesen war, nach den Worten seines Erfinders selbst nach zwei Richtungen hin zu verbessern. Erstens mußte die spezielle Trägheit der Photozellen herabgedrückt und zweitens das Instrument als Präzisions-Längen-Meßapparat ausgebaut werden. Beides ist im letzten Jahre in Hamburg geschehen, wie in einem der nächsten Hefte der Zeitschrift für Instrumentenkunde näher beschrieben sein wird.

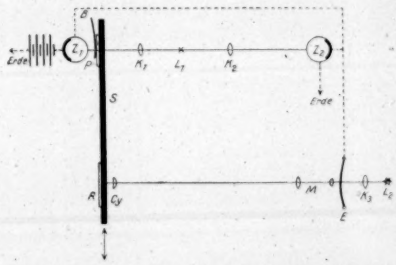
Dieses Instrument ist ebenso wie das erste Kochsche für zwei Übersetzungen, eine etwa 8fache und eine etwa 50fache gebaut, sodaß auf einer 9 × 12-Registrierplatte, d. h. derjenigen Platte, die die Schwärzungskurve aufnimmt, in dem einen Falle eine Strecke von 15 mm Länge der zu photometrierenden Platte, in dem anderen eine solche von $2^1/_2$ mm Platz findet. Der Apparat ist entsprechend der hohen von ihm verlangten Leistung sehr subtil gebaut und daher auch kostspielig in der Herstellung.

Für viele Fälle, in denen es sich nicht um die Photometrierung scharfer Objekte, z. B. Spektrallinien, Fabry-Perot-Ringe usw. handelt, sondern um diffusere Gebilde, ich nenne hier nur Absorptionsspektren und die Debye-Scherrer-Röntgen-Spektrogramme, wo über Strecken bis zu etwa 18 cm Länge photometriert werden muß und wo daher zweckmäßig mit kleinem Übersetzungsverhältnis gearbeitet werden muß, fehlte bisher ein geeignetes Registrierinstrument.

Diese Lücke auszufüllen dient ein Apparat, den ich jetzt näher beschreiben will, der überaus einfach in seiner Bauart und seiner Handhabung ist.

Das Übersetzungsverhältnis wurde 1 : 1 gewählt und die zu photometrierende Platte sowohl wie die Registrierplatte auf einem gemeinsamen Schlitten nach Art der bekannten Längenmeßkomparatoren angeordnet, wodurch sofort die große Schwierigkeit, die für Registrierphotometer mit hoher Übersetzung in der Konstanz des Übersetzungsverhältnisses liegt, restlos gehoben ist.

Die beigefügte schematische Skizze zeigt den Apparat im Aufriß. Der vertikal stehende Schlitten S ist in der Pfeilrichtung verschiebbar, auf ihm wird oben die zu photometrierende Platte P angelegt, unten trägt er die Registrierplatte R, die die Schwärzungskurve aufnehmen soll. Die Lichtquelle L_1 beleuchtet unter Zwischenschaltung der Kondensorlinse K_1 die Platte P und durchdringt dieselbe, das Licht kann aber vorn nur durch die kleine Blendenöffnung B austreten und in die Photozelle Z_1 gelangen; diese Blende B hat die Form einer Schleiffeder, die mit den starren Teilen des ganzen Apparates fest verbunden ist und bei Bewegung des Schlittens S mit sanftem Druck über die zu photometrierende Gegend der Platte P hinweggleitet; sie ist technisch so gearbeitet, daß eine Verletzung der photographischen Schicht nicht stattfindet. Sie blendet also auf mechanischem Wege direkt am Plattenort das jeweils gewünschte Plattenstück heraus. Die Lichtquelle L_1 beleuchtet ebenfalls durch die Kondensorlinse K_2 die Ableitungszelle Z_2, die bekanntlich dazu dient, Schwankungen in der Helligkeit der Lichtquelle L_1, die mit vollem Betrage in die photometrischen Daten eingehen würden, unschädlich zu machen; es ist also die elektrische Schaltung, die in der Skizze durch die gestrichelte Linie angedeutet ist, unverändert vom



ersten Kochschen Instrument übernommen worden.

Die Aufzeichnung der Registrierkurve erfolgt auf folgendem Wege: Die Elektrometersaite E eines Cremer-Edelmann-Elektrometers wird mittels Lichtquelle L_2 und Kondensorlinse K_3 beleuchtet und ein kleines Stück der Saite mittels des Mikroskops M und der Zylinderlinse Cy auf der Registrierplatte R scharf abgebildet. Das kleine Fadenelement macht beim Registrieren eine horizontale Bewegung, während die Registrierplatte selbst sich gleichzeitig vertikal bewegt.

Diese vertikale Bewegung des Schlittens wird bewirkt durch ein Uhrwerk, dessen Geschwindigkeit durch eine Wirbelstrombremse in weiten Grenzen verändert werden kann und das mit einer Trommel versehen ist, auf der sich eine Darmsaite aufwickelt, deren freies Ende am Schlitten befestigt ist. Die Trommel ist ausrückbar und dann der Schlitten durch Drehen der Trommel mit der Hand in jede beliebige Höhenlage zu bringen, was beim Justieren der Platte P auf den Schlitten sehr bequem ist.

Dieser Apparat ist ebenso wie das anfangs

erwähnte große Registrier-Photometer nach meinen Zeichnungen in der Werkstatt des Physikalischen Instituts der Hamburgischen Universität gebaut worden und wird ebenso wie jenes fabrikmäßig von der Firma A. Krüss, Hamburg hergestellt.

Hamburg, Physikalisches Institut der Universität, im August 1921.

W. Kunze, Das Richtungshören und einige technische Anwendungen.

Die Fähigkeit, Schallrichtungen zu empfinden, beruht auf einem Zusammenwirken beider Gehörorgane. Als physikalische Ursache für das Auftreten eines akustischen Richtungseindrucks kommen Unterschiede der Intensität, der Phase und des Zeitpunktes der Erregung beider Ohren in Frage.

Sowohl die Intensitätstheorie als auch die Phasentheorie, die bisher hauptsächlich zur Erklärung des Richtungshörens herangezogen wurden, stehen mit der Erfahrung in Widerspruch. Demgegenüber führt die dritte, bisher kaum beachtete Erklärungsweise, welche die Zeitdifferenz zwischen der Erregung beider Ohren für die Entstehung von Richtungseindrücken verantwortlich macht, zu einer vollen Übereinstimmung mit der Erfahrung. Diese Theorie ist von den Herren v. Hornbostel und Wertheimer im Jahre 1915 ausgebildet worden.

Während die früheren Forschungen der Anhänger der Intensitäts- und Phasentheorie, wie z. B. Rayleighs und seiner Schule, sich fast ausschließlich mit Tönen befaßten, gingen v. Hornbostel und Wertheimer von Versuchen mit kurzen Geräuschen aus. Sie stellten fest, daß der Seitenwinkel, in dem ein Schall gehört wird, gesetzmäßig abhängig ist von der Zeitdifferenz Δt, mit der der gleiche Reiz auf das eine und andere Ohr wirkt. Ist $\Delta t = 0$, so wird die Schallquelle als in der Medianebene liegend empfunden. Dieser Eindruck bleibt erhalten, solange Δt kleiner als etwa 0,00003 sec ist. Wird Δt größer als dieser Schwellenwert, so erscheint die Schallquelle immer stärker seitlich auf der Seite des zuerst erregten Ohres, bis bei $\Delta t \sim 0{,}0006$ sec der Eindruck größter Seitlichkeit (90°) auftritt und für alle $\Delta t > 0{,}0006$ sec im allgemeinen erhalten bleibt, bis die Zeitdifferenzen so groß werden, daß der einheitliche Richtungseindruck verschwindet und das Nacheinander empfunden wird.

Allen Werten von Δt zwischen 0 und 0,0006 sec entsprechen ganz bestimmte subjektive Schallrichtungen zwischen 0 und 90°. Der Schwellenwert $\Delta t = 0{,}00003$ sec entspricht einem Schallweg in Luft von etwa 1 cm, während in $\Delta t = 0{,}0006$ sec der Schall einen Weg von $k = 21$ cm zurücklegt. Man würde zunächst vermuten, daß diese Strecke dem Ohrabstand oder etwa dem halben Kopfumfang entspricht. Tatsächlich ist dies nicht der Fall; k ist eine empirische Konstante, deren eigentliche Bedeutung noch unbekannt ist. Wenn man zwei künstliche Empfänger, etwa Trichter oder Mikrophone, benutzt und durch getrennte Leitungen mit den Ohren verbindet, so hat man sie in einer Entfernung von $k = 21$ cm voneinander anzuordnen, wenn man die Schallrichtungen subjektiv genau so empfinden will, wie beim Hören mit freien Ohren. $k = 21$ cm nennen wir die Basis des natürlichen Hörens. Die Basis k, die Schallwegdifferenz Δs und die Schallrichtung α sind durch die Beziehung $\sin \alpha = \frac{\Delta s}{k}$ oder $\sin \alpha = \frac{\Delta t \cdot c}{k}$ verbunden, wo c die Schallgeschwindigkeit bedeutet.

Wenn man nun die beiden Empfänger in einem Abstand von $b > 21$ cm voneinander anordnet, so entsprechen naturgemäß einem Winkel α jetzt größere Schallwegdifferenzen, also auch größere Zeitdifferenzen und infolgedessen stimmt die subjektive Schallrichtung φ nicht mehr mit der wahren überein; die Schallquelle erscheint stärker seitlich, als sie in Wirklichkeit ist. Der Subjektivwinkel ist gegeben durch $\sin \varphi = \frac{b \sin \alpha}{k}$. Hat man etwa eine Schallrichtung, die beim Hören mit der 21 cm-Basis, also beim normalen freiohrigen Hören, eine so kleine Zeitdifferenz ergibt, daß sie nicht mehr von der Geradeausrichtung unterschieden werden kann, so kann man durch Wahl einer größeren Basis erreichen, daß die Zeitdifferenzen so groß werden, daß man deutlich die Abweichung von der Geradeausrichtung empfindet. Auf diesem Gedanken haben die Herren v. Hornbostel und Wertheimer eine Methode zur Verfeinerung der Richtungsbestimmung aufgebaut, die während des Krieges sehr viel angewandt worden ist.

Sie benutzen bei dieser Methode ferner die bekannte Tatsache, daß die Unterschiedsempfindlichkeit für Richtungen nahe der Geradeausrichtung wesentlich größer ist als für stark seitliche Eindrücke. In der Mitte kann man mit freiem Ohr Abweichungen von etwa 1° noch feststellen, während ganz seitlich etwa erst 10° den Eindruck einer Abweichung erwecken. Um Schallrichtungen zu bestimmen, orientiert man

sich beim freiohrigen Hören bekanntlich so, daß die Schallquelle einem geradevoraus erscheint. Man stellt sich so ein, daß die Zeitdifferenz gleich o wird, d. h. man wendet eine Nullmethode an.

Eine Drehung des Beobachters selbst ist bei Benutzung künstlicher Empfänger nicht erforderlich. Man kann vielmehr den Ausgleich der Zeitdifferenzen (die Kompensation) dadurch bewirken, daß man entweder die Empfängerbasis dreht oder zwischen Empfänger und Ohren in ihrer Länge veränderliche Schallwege einschaltet.

Da bei diesen Kompensationsvorgängen die Schallwegunterschiede und damit die Zeitdifferenzen zwischen dem Eintreffen der Schallwellen an den Ohren kontinuierlich verkleinert werden, hat man beim Hören den Eindruck, als wandere die ursprünglich seitlich erscheinende Schallquelle allmählich zur Mitte. Die Strecke, die zur Kompensation erforderlich ist, bildet direkt ein Maß für die wahre Schallrichtung.

Zu beachten ist, daß dieselbe Zeitdifferenz entsteht, wenn der Schall die Empfänger von vorn oder unter demselben Winkel von hinten trifft. Jede Messung enthält also zunächst eine Zweideutigkeit. Diese kann man beheben durch Benutzung einer zweiten Meßbasis, die mit der ersten einen Winkel (z. B. 90°) bildet.

Ich habe hier einen solchen Kompensator aufgebaut und bitte Sie, sich nachher das Wandern der Schallquelle anzuhören. Zwei Telephone werden gleichzeitig durch ein an einer Uhr sitzendes Mikrophon erregt. Durch Drehen des Kompensators verändern Sie die Weglängen zwischen den Telephonen und den Ohren und hören je nach dem Drehsinn die Uhr nach rechts oder links hinüberwandern. Die Einstellung auf Mitteneindruck gelingt auch dem ungeübten Beobachter ohne weiteres.

Diese Methode der Richtungsbestimmung ist natürlich nicht auf Luftschall beschränkt. Sie ist z. B. auch für Unterwasserschall anwendbar. Man muß hierbei jedoch bedenken, daß die Schallgeschwindigkeit im Wasser etwa 4,3 mal so groß ist als in Luft. Um dieselben Verhältnisse zu schaffen wie beim freiohrigen Hören in Luft, hat man also die Empfänger nicht in 21 cm, sondern in 4,3 × 21 cm Entfernung voneinander anzuordnen. Mit solchen schon von Bowlker[1]) angegebenen „Wasserschädeln" kann man Schallrichtungen im Wasser subjektiv genau so richtig bestimmen wie beim freien Hören in Luft. In der letzten Kriegszeit hat man auf unseren Unterseeboten solche Apparate mit Kompensatoren tatsächlich eingebaut und auch auf der Gegenseite sind sie in großem Umfange zur Richtungsbestimmung von Schiffsschraubengeräuschen benutzt worden. Ich bin bei den Atlas-Werken, Bremen damit beschäftigt, die Methode jetzt auch der Handelsschiffahrt nutzbar zu machen.

Wenn man beim Baden mit untergetauchtem Kopf ohne künstliche Empfänger Schallrichtungen zu bestimmen versucht, so findet man, wie es die Theorie verlangt und wie ich feststellte, daß bei Bewegen der Schallquelle im Halbkreis von 90° rechts bis 90° links nur der Eindruck einer Wanderung von etwa 20° rechts nach etwa 20° links entsteht. Im Wasser empfindet man eine querabliegende Schallquelle nicht 90° seitlich, sondern schräg vorwärts. Stark seitliche Eindrücke treten überhaupt nicht auf. Freilich ist die Lokalisation an sich schwierig, weil die Knochenleitung stärker mitwirkt als beim Hören in Luft und es infolgedessen nur schwer gelingt, das Schallbild außerhalb des Kopfes zu lokalisieren. Das Schallbild erscheint im Kopfe; bei Klopfgeräuschen empfindet man das Klopfen auf der Schädeldecke.

So weit ganz kurz die Phänomene des Richtungshörens. Ich muß mich im übrigen mit einem Hinweis auf die grundlegende Arbeit v. Hornbostels und Wertheimers[1]) begnügen, in der sich die Herren auch mit der Intensitäts- und Phasentheorie auseinandersetzen.

Intensitätsunterschiede spielen nach der Zeittheorie für die Entstehung von Richtungseindrücken keine wesentliche Rolle. Für so geringe Intensitätsunterschiede, wie sie beim freiohrigen Hören auftreten, trifft dies zweifellos zu. Ich habe jedoch bei Versuchen mit Apparaten zur Richtungsbestimmung, wie sie in der Unterwasserschalltechnik benutzt werden, feststellen müssen, daß bei großen Unterschieden der Intensität sich doch eine gewisse Veränderung des Richtungseindrucks bemerkbar macht. Bei Versuchen mit einer bestimmten Apparattype, bei denen der von einem Mikrophon auf zwei Telephone verteilte und durch 6 cm weite Rohre den Ohren zugeführte Schall auf einer Seite durch Parallelohm geschwächt wurde, ergab ein Intensitätsverhältnis von etwa 1 : 10 bereits eine merkbare Abweichung von der Geradeausrichtung nach der Seite des stärker erregten Ohres. Diese wurde bei weiterer Schwächung immer größer, bis etwa 20°. Bei einem Verhältnis von etwa 1 : 5000, bei dem der Schall auf dem geschwächten Telephon kaum noch zu hören

1) T. J. Bowlker, Brit. Patent 15102, 1910.

1) v. Hornbostel u. Wertheimer, Akad. d. Wissensch. **20**, 338—396, 1920.

war, sprang der Schall ganz in das stark erregte Ohr über. Die durch einseitige Intensitätsschwächung erzeugten Abweichungen bis etwa 20° konnten, durch Schallwegkompensation, d. h. durch Zeitkompensation wieder auf Mitteneindruck zurückgeführt werden. Umgekehrt konnten Seiteneindrücke, die durch Schallwegdifferenzen erzeugt waren, durch Veränderung des Intensitätsverhältnisses auf Mitteneindruck zurückgeführt werden. Es hatte den Anschein, als wären Unterschiede der Intensität Unterschieden in der Zeit der Erregung beider Ohren äquivalent. Die zahlenmäßigen Werte zeigten in verschiedenen Versuchsreihen und für verschiedene Beobachter zum Teil sehr erhebliche Abweichungen; Ermüdungserscheinungen und Übung spielten eine große Rolle und auch eine Abhängigkeit von der Apparattype wurde festgestellt. Diese Erscheinungen bedürfen also noch sehr der Klärung. Immerhin ging aus den Versuchen hervor, daß größere Intensitätsunterschiede unter Umständen imstande sind, Richtungseindrücke vorzutäuschen und daß bei dem vorliegenden Versuche die Reize im Sinne der Zeittheorie nicht mehr als gleich anzusprechen waren, wenn sich die Schallintensitäten etwa wie 1 : 10 verhielten.

Bei reinen Tönen müssen, da sich die gleichen Phasen in gewissen kleinen Zeitabschnitten, die durch die Frequenz bedingt sind, wiederholen, mehrfache Richtungseindrücke auftreten, wenn die halbe Wellenlänge kleiner als 21 cm ist, d. h. für $n > 800$. Die Zeittheorie erklärt die Beobachtungsergebnisse Bowlkers[1]) und anderer Anhänger der Phasentheorie einwandfrei, während dies der Phasentheorie nicht gelingt. Diese behauptet bekanntlich, daß der an den Ohren jeweils gleichzeitig bestehende Phasenzustand als solcher die Richtungseindrücke erzeugt, daß z. B. für 90° Phasendifferenz der Eindruck von 90° Seitlichkeit für alle Frequenzen erweckt wird. Die von Hartley[2]) ausgerechneten Werte der Phasenunterschiede an beiden Ohren und die daraus sich ergebenden Richtungseindrücke stehen mit der Zeittheorie im Einklang.

Wenn man nach einem alten Versuch von S. P. Thompson[3]) von zwei gleichsinnig gepolten Telephonen das eine kommutiert, so hat man den Eindruck, als spalte sich das ursprünglich einheitlich in der Mitte liegende Schallbild fächerförmig nach beiden Seiten auseinander. Da ein einheitliches Schallbild den Eindruck größerer Deutlichkeit und größerer Lautstärke erweckt, hat man also beim gleichzeitigen Hören mit zwei Telephonen diese gleichsinnig zu polen. Das Auftreten eines einheitlichen Schallbildes in der Mitte bietet direkt ein Kriterium dafür, ob die Polung gleichsinnig ist.

Ich möchte nun noch auf einige Anwendungen des Richtungshörens eingehen:

Wenn die Richtungseindrücke tatsächlich in den Zeitunterschieden in der Erregung beider Ohren durch den gleichen Reiz ihre Ursache haben — und es kann hieran kaum noch ein Zweifel bestehen —, so haben wir offenbar in unseren Gehörorganen ein äußerst empfindliches Chronometer und wir können diese Fähigkeit zur Messung kleinster Zeiten bis herab zur Größenordnung von $1 \cdot 10^{-5}$ sec benutzen.

Ich habe bereits in einer Notiz in dieser Zeitschrift[1]) auf die Möglichkeit zur Messung von Strömungsgeschwindigkeiten eines schallleitenden Mediums mit Hilfe der Richtungshörmethode hingewiesen.

Eine andere Anwendung bietet die Messung von Schallgeschwindigkeiten und der Ansprechzeiten von Relais, worauf v. Hornbostel und Wertheimer schon 1915 hingewiesen haben.

Wenn man von zwei gleich langen Rohren das eine mit Luft, das andere z. B. mit Leuchtgas füllt und mittels zweier durch dasselbe Mikrophon erregter Telephone den gleichen Schall durch die Rohre zu den beiden Ohren leitet, hat man deutlich einen Seiteneindruck nach der Seite, auf der Leuchtgas in den Schallweg eingeschaltet ist. Mit Hilfe eines Kompensationsapparates kann dieser Seiteneindruck auf Mitteneindruck zurückgeführt werden und aus der hierzu erforderlichen Weglänge die Schallgeschwindigkeit im Verhältnis zur Luft leicht berechnet werden.

Um die Ansprechzeiten von Relais festzustellen, kann man folgendermaßen verfahren: Man schließt beim Einschalten des Relais den Stromkreis eines mit dem einen Ohr verbundenen Telephons und erzeugt hierdurch einen Schallimpuls (Knacken). In derselben Weise läßt man im Augenblick des Ansprechens des Relais einen Stromstoß durch ein mit dem anderen Ohr verbundenes Telephon fließen. Die beiden Schallimpulse geben einen einheitlichen Richtungseindruck, wenn die Zeitdifferenz der Größe nach in den Bereich des Richtungshörens fällt.

Schließlich möchte ich noch auf eine Methode der Entfernungsmessung mit Hilfe von Schallimpulsen hinweisen, die dann von Wert ist, wenn eine Strecke zu messen ist, von der nur Anfangs- und Endpunkt zugänglich sind. Man ordnet an diesen beiden Stellen zwei Schall-

1) T. J. Bowlker, Phil. Mag. **15** (6), 318, 1908.
2) R. V. L. Hartley, Phys. Rev. **2** (13), Nr. 6, 373, 1919.
3) S. P. Thompson, Phil. Mag. (5), **6**, 391, 1878.

1) W. Kunze, diese Zeitschr. **21**, 437, 1920.

empfänger an und verbindet sie durch gleich lange Schalleitungen mit den Ohren. Dann schickt man von einer geeignet angeordneten Schallquelle möglichst stark gedämpfte Schallimpulse aus, die die Empfänger nacheinander erreichen und steigert kontinuierlich die Frequenz der Impulse. Ein einheitlicher Mitteneindruck wird offenbar dann auftreten, wenn die Frequenz der Impulse so bemessen ist, daß der eine Impuls gerade in dem Augenblick den der Schallquelle näheren Empfänger erreicht, in dem der andere Empfänger vom vorangegangenen Impuls erreicht wird. Die Frequenz n bildet dann direkt ein Maß für die Entfernung a der Empfänger voneinander. Diese ist $a = \frac{c}{n}$, wo c die Schallgeschwindigkeit bedeutet. Steigert man, nachdem man den ersten Mitteneindruck erhalten hat, die Frequenz weiter, so wird bei der doppelten Frequenz wieder ein Mitteneindruck auftreten usf. Während des kontinuierlichen Veränderns der Frequenz hört man nacheinander: Doppelschlag, Auftreten eines einheitlichen Schallbildes auf der einen Seite, Wandern desselben nach der Mitte, Hindurchgehen durch die Medianebene nach der anderen Seite und schließlich wieder Doppelschlag. Ich habe bei Messungen von Entfernungen im Wasser guten Erfolg mit dieser Methode gehabt und glaube, daß sie noch nach vielen Seiten hin ausbaufähig ist.

Ich hoffe, an diesen wenigen Beispielen gezeigt zu haben, wie das Richtungshören auch als Methode zur Kurzzeitmessung verwendet werden kann und vielleicht regen diese Ausführungen dazu an, das Gehörorgan als Zehn- und Hunderttausendstel-Sekundenuhr bei physikalischen Messungen zu verwenden.

E. Alberti und G. Zickner, Kurvenform und Phase der Schwingungen in Röhrensendern. (Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

Mit Hilfe der Braunschen Röhre wurde eine qualitative Prüfung der theoretischen Ableitungen über die Kurvenformen und Phasenverhältnisse im fremderregten Röhrensender durchgeführt. Die Untersuchung geschah bei Hochfrequenz ($\lambda = 18000$, 6000, 2000 und 1000 m) nach der Methode der Lissajousschen Figuren mit Hilfe sin-förmiger Hilfsfelder durch elektrische und magnetische Ablenkung des Kathodenstrahls. Besondere Vorsichtsmaßregeln am Braunschen Rohr, wie elektrische Abschirmung der Kondensatoren und eine Spezialwicklung der Spulen, welche zur magnetischen Ablenkung des Strahlenbündels dienen, verbürgten ein einwandfreies Arbeiten bei Hochfrequenz.

In einem vorbereitenden Teil der Arbeit wurde der Einfluß der verschiedenen maßgebenden Faktoren, wie Kombinationswiderstand, Gitterspannung, Gittervorspannung und Anodenspannung auf die Leistung des Senders ermittelt. In Abhängigkeit vom Kombinationswiderstand ergibt sich in Übereinstimmung mit der Theorie ein günstigster Wert. Bei Beobachtung der Leistung in Abhängigkeit von der Gitterspannung zeigte sich dagegen eine Abweichung von der Theorie. Das Maximum, welches die Leistung mit wachsender Gitterwechselspannung nach der Theorie durchlaufen soll, konnte experimentell nicht beobachtet werden. Dieser Unterschied wird zurückgeführt auf die in der Theorie nicht berücksichtigte Erhöhung der Fadentemperatur beim Betrieb des Senders. Der sich dem Heizstrom überlagernde Emissionsstrom bewirkt ein Ansteigen der mittleren Fadentemperatur und damit wieder eine Erhöhung des Emissionsstromes selbst. Gleichzeitig wachsen Anodenstrom, Schwingungsstrom und Leistung.

Die Untersuchung der Kurvenformen und Phasen erstreckte sich auf Schwingungsstrom, Anodenspannung, Gitterspannung, Anodenstrom und Gitterstrom. Der Sender wurde im allgemeinen bei dem für die Leistung im Schwingungskreis günstigsten Kombinationswiderstand untersucht. Verändert wurden Anodenspannung, Gitterwechsel- nebst -Vorspannung, Eigenwelle und Kombinationswiderstand des Schwingungskreises, Heizung der Röhre sowie die Betriebswellenlänge. Bei allen Veränderungen ergaben die Kurven nach Form und Phase im wesentlichen eine Bestätigung der theoretischen Ableitungen. Außer der Einsattelung des Anodenstromes beim Auftreten von Gitterstrom wurde insbesondere die von Moeller abgeleitete, bei Verstimmung des Senders gegen die Erregerfrequenz auftretende Phasenverschiebung zwischen Gitter- und Anodenspannung und die daraus folgende Änderung der Kurvenform des Anodenstromes beobachtet. Abweichungen von der Theorie zeigten sich nur in wenigen Punkten. Die in den Berechnungen vorausgesetzte sin-Form der Gitterspannung ist beim Auftreten von Gitterstrom nicht mehr realisierbar. Die Kurve der Gitterspannung ist in diesem Falle infolge des induktiven Spannungsabfalls in der Gitterspule unsymmetrisch.

Die beiden Maxima des Anodenstromes, welche beim Auftreten stärkerer Gitterströme die Einsattelung einschließen, sollten nach der

Theorie bei Resonanz des Senders mit der Erregerfrequenz gleichgroß sein. Infolge der Abweichung der Gitterspannung von der sin-Form sind sie jedoch ungleich.

Die Erhöhung der Fadentemperatur durch den Emissionsstrom, die bei den Leistungskurven eine Abweichung von dem theoretisch geforderten Verlauf verursacht, äußert sich an der Kurve des Anodenstromes durch eine Erhöhung des Sättigungswertes mit wachsender Gitterspannung. Die Zunahme des Sättigungswertes wurde mit dem Braunschen Rohr deutlich beobachtet.

Eine Erscheinung, die von der Theorie nicht berücksichtigt ist und auch kaum rechnerisch erfaßt werden kann, ist das Auftreten der erst bei hohen Frequenzen nachweisbaren Ströme, welche die verteilten Kapazitäten der Apparatur aufladen. Durch geeignete Anordnung der Senderteile lassen sich diese Ladeströme wohl reduzieren, aber nicht beseitigen.

H. Wigge (Cöthen), Ein mechanisches Modell des Kettenleiters.

Das Modell des Kettenleiters, welches ich vorführen werde, besteht aus 10 Kettengliedern, die aus Federn und Pendeln zusammengebaut sind. Letztere lassen sich gegen die Schwere ausgleichen. Durch einige Handgriffe können an diesem Modell die Hauptformen des Kettenleiters dargestellt werden. Bekannt ist das mechanische Modell der homogenen Leitung, welches aus vielen gleichen gegen die Schwere ausgeglichenen Pendeln besteht, die durch Federn gekoppelt sind[1]). Dieses Modell stellt eigentlich schon einen Kettenleiter dar, die Spulenleitung. Man kann sich aber auf wenige Glieder beschränken. Den veränderlichen elektrischen Größen: Elektrizitätsmenge Q, Stromstärke i und Spannung v entsprechen Drehwinkel φ, Winkelgeschwindigkeit $\frac{d\varphi}{dt}$ und Drehmoment D, während die elektrischen Konstanten: Ohmscher Widerstand R, Selbstinduktion L und Kapazität C durch Reibung ϱ, Trägheitsmoment K und den reziproken Wert der Direktionskraft F der Feder wiedergegeben werden. Läßt man für die Pendel nur kleine Drehwinkel zu, so kann man für das Drehmoment des unausgeglichenen Pendels setzen:

$$D = D_0 \varphi ,$$

wo D_0 das maximale Drehmoment bedeutet.

1) Breisig, ETZ. 1915, S. 531. Deutsch, ebenda S. 545.

Es stellt dann $\frac{1}{D_0}$ einen weiteren Repräsentanten der Kapazität dar, von dem ebenfalls im Modell Gebrauch gemacht wird.

Man gelangt nun auf folgende Weise leicht zu einem Ansatz für den mechanischen Kettenleiter.

Die Differentialgleichung für einen Stromkreis aus Widerstand, Selbstinduktion und Kapazität, dem eine EMK. v aufgezwungen wird, lautet:

$$v = iR + L\frac{di}{dt} + \frac{1}{C}\int i\,dt . \qquad (1)$$

Die entsprechende Gleichung für ein Pendel, das ein Drehmoment D erfährt, heißt

$$D = \varrho\frac{d\varphi}{dt} + K\frac{d^2\varphi}{dt^2} + F\cdot\varphi . \qquad (2)$$

Hierbei ist F die Summe aus dem maximalen Drehmoment des Pendels und der Direktionskraft der Feder, die etwa das Pendel in der Ruhelage festhalten will. In vektorieller Schreibweise lautet die erste Gleichung

$$\mathfrak{V} = \mathfrak{J}\left(\Re + i\omega L + \frac{1}{i\omega C}\right) = \mathfrak{J}\Re , \qquad (3)$$

wenn man eine sinusförmige EMK. annimmt.

Analog kann man mit der Gleichung (2) verfahren. Wir setzen die Winkelgeschwindigkeit

$$\frac{d\varphi}{dt} = \Omega$$

und betrachten sie ebenfalls als Vektor, der mit der Winkelgeschwindigkeit ω rotiert. Dann wird bei sinusförmigem Drehmoment

$$\mathfrak{D} = \Omega\varrho + i\omega K + \frac{F}{i\omega} = \Omega\Re' . \qquad (4)$$

Man kann danach den Klammerausdruck als „gerichteten Bewegungswiderstand" auffassen. Der reziproke Wert

$$\frac{1}{\Re'} = \mathfrak{G}'$$

gibt dann die „Bewegungsleitfähigkeit".

Den Reihenwiderständen $\Re$ des Kettenleiters (Fig. 1) entsprechen die Bewegungswiderstände $\Re'$ der Pendel beim Modell, und den Nebenschlüssen $\mathfrak{G}$ die Kopplungsvorrichtungen $\mathfrak{G}'$. Über die Nebenschlüsse fließt ein Teil des Stromes ab, entsprechend geht in den Kopplungsvorrichtungen ein Teil der Winkelgeschwindigkeit verloren. Wir betrachten einen Teil des Modells, der aus dem $n-1$ten und dem $n$ten Pendel sowie der Kopplungsvorrichtung zwischen beiden besteht (Fig. 2). Ω_{n-1} und Ω_n sind die Winkelgeschwindigkeiten beider Pendel. $\mathfrak{D}'_{n-1}$ ist das Drehmoment, das an das $n-1$te Pendel $\mathfrak{D}'_n$

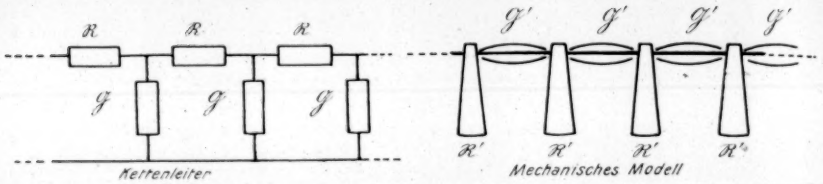


Fig. 1.

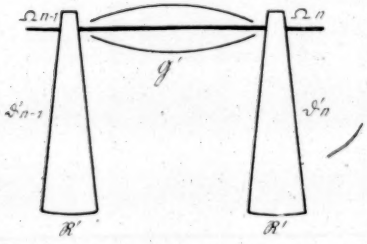


Fig. 2.

das Drehmoment, das an das $n$te Pendel angreift.

Es ist dann

$$\mathfrak{D}_n' = \mathfrak{D}'_{n-1} - \Omega_{n-1}\mathfrak{R}',$$
$$\mathfrak{D}_n'\mathfrak{G}' = \Omega_{n-1} - \Omega_n.$$

Setzen wir nun

$$\mathfrak{D}'_{n-1} - \tfrac{1}{2}\Omega_{n-1}\mathfrak{R}' = \mathfrak{D}_{n-1}$$
$$\text{und } \mathfrak{D}'_n - \tfrac{1}{2}\Omega_n\mathfrak{R}' = \mathfrak{D},$$

so erhalten wir

$$\begin{aligned}\mathfrak{D}_{n-1} - \mathfrak{D}_n &= \tfrac{1}{2}\mathfrak{R}'(\Omega_n + \Omega_{n-1})\\ \Omega_{n-1} - \Omega_n &= \mathfrak{G}'(\mathfrak{D}_{n-1} - \tfrac{1}{2}\Omega_{n-1}\mathfrak{R}').\end{aligned} \qquad (5)$$

Diese Gleichungen entsprechen durchaus den Differenzengleichungen des Kettenleiters zweiter Art. Auf ähnliche Weise lassen sich auch die Gleichungen für die mechanische Kette erster Art entwickeln. Diese ist aber nur für zwei Kettenformen mechanisch reproduzierbar wegen des Antriebs, während die Kette erster Art leicht herzustellen ist. Man braucht nur das erste und letzte Pendel mit dem halben Bewegungswiderstand zu versehen.

Über das Schalten der Bewegungswiderstände ist noch einiges zu sagen. Wie im elektrischen Stromkreis durch alle in Serie geschalteten Widerstände dieselbe Elektrizitätsmenge fließt, müssen im mechanischen Modell alle in Serie geschalteten Bewegungswiderstände gleichzeitig dieselbe Drehung ausführen. Bei parallel geschalteten Bewegungswiderständen muß dann entsprechend die Gesamtablenkung gleich der Summe der Drehwinkel der einzelnen Widerstände sein, was man z. B. erreichen kann durch Aneinanderhängen mehrerer Pendel.

In der folgenden Tabelle (Fig. 3) sind die wichtigsten Ketten und ihre mechanischen Modelle schematisch dargestellt. Der Index 1 bezeichnet die Reihenschaltung, der Index 2 den Nebenschluß,

Die Spulenleitung.

Das Modell der Spulenleitung ist bekannt. Die Pendel sind gegen die Schwere ausgeglichen, ihr Trägheitsmoment kann verändert werden. Die Kette wird undurchlässig für

$$\omega > 2\sqrt{\frac{F_2}{K_1}}.$$

Der Gleichstrombetrieb kann realisiert werden, indem man die Ketten mit konstanter Winkelgeschwindigkeit antreibt. Die Pendel nehmen der Reihe nach die Bewegung auf, bis die ganze Kette mit derselben Winkelgeschwindigkeit rotiert.

Die Kondensatorleitung (Fig. 4).

Die Pendel werden durch auf der Achse befestigte Spiralfedern festgehalten. Diese Spiralfedern entsprechen den Reihenkondensatoren. Die Kopplung geschieht durch lange Kopplungspendel, die in der Mitte zwischen je zwei Pendeln so auf die Achse aufgesetzt sind, daß sie sich in derselben Weise um die Achse drehen können wie die Pendel. Die Kopplungspendel tragen am untern Ende einen horizontal drehbaren Doppelarm, der an jedem Ende ein Auge besitzt, in welchem die Pendelstange gleitet. Diese Doppelarme sind storchschnabelartig ausgebildet, damit sie sich reibungslos verlängern und verkürzen können. Die Kopplungspendel tragen oberhalb der Achse ein Gegengewicht, welches gegen den Dreharm ausgeglichen ist, so daß das Kopplungspendel kein Drehmoment besitzt. Werden zwei benachbarte Pendel um die Winkel φ_{n-1} und φ_n abgelenkt, so erfährt das Kopplungspendel zwischen ihnen eine Drehung um $\frac{\varphi_{n-1} + \varphi_n}{2}$. Die kinetische Energie des

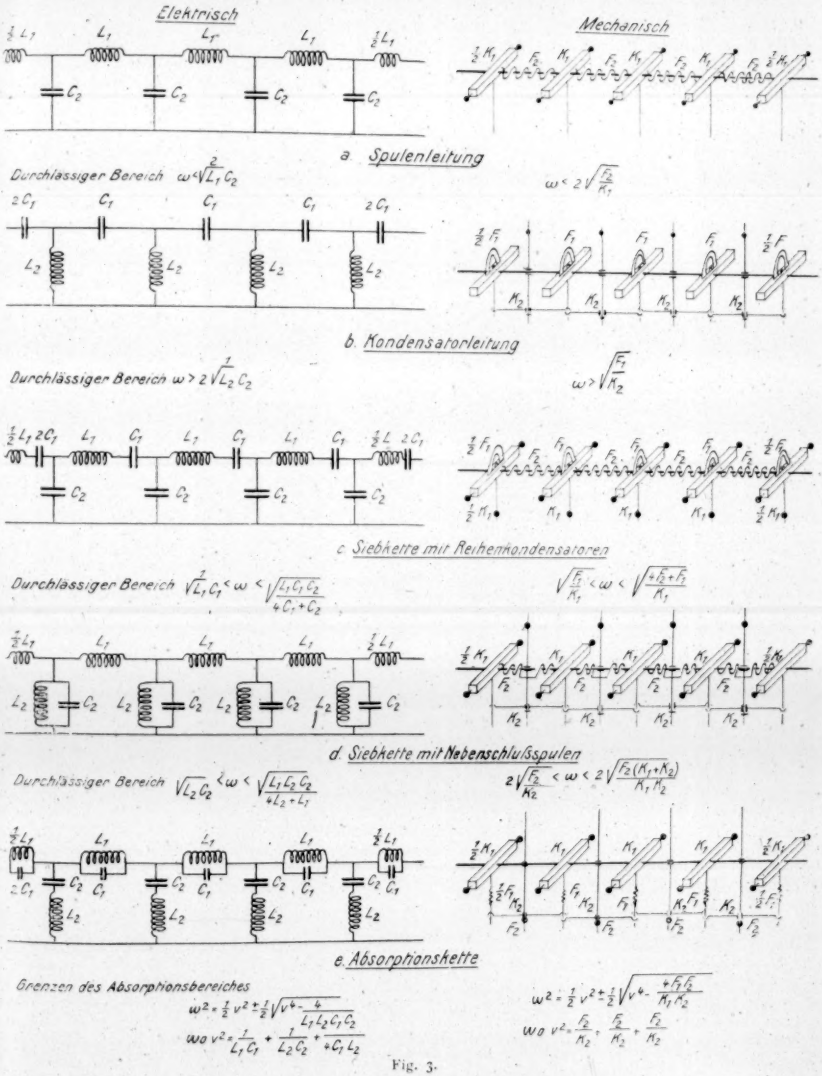


Fig. 3.

Kopplungspendels ist also, wenn das Trägheitsmoment des Dreharms um die Pendelstange vernachlässigt wird:

$$E_K = \frac{K_2}{8} \left(\frac{d\varphi_{n-1}}{dt} + \frac{d\varphi_n}{dt} \right)^2.$$

Das der Nebenschlußspule L_2 entsprechende Trägheitsmoment ist dann $\frac{1}{4} K_2$. Die Kette wird undurchlässig für

$$\omega < \sqrt{\frac{F_1}{K_2}}.$$

In Wirklichkeit entspricht diese mechanische Kette nicht ganz dem elektrischen Vorbild, weil die Pendel auch noch Trägheit besitzen. Im elektrischen Schaltschema müßten dann noch Spulen L_1 in Reihe mit den Kondensatoren C_1

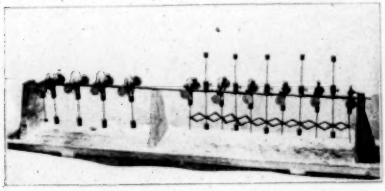


Fig. 4.

geschaltet werden. Elektrisch würde sich das so äußern, daß die Kette für Frequenzen, die oberhalb $\frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}}$ liegen, wieder undurchlässig wird. Nun ist das Trägheitsmoment so klein, daß diese Frequenz oberhalb 30 liegt, also mechanisch kaum zu erreichen ist.

Die Siebkette mit Reihenkondensatoren.

Die Reihenkondensatoren werden wie bei dem Modell der Kondensatorleitung von Spiralfedern dargestellt, die an der Achse befestigt sind und die Pendel angreifen. Die Pendel bekommen durch Gewichte ein größeres Trägheitsmoment, auch brauchen sie nicht gegen die Schwere ausgeglichen zu sein. Sonst ist die Anordnung wie bei der Spulenleitung. Der durchlässige Bereich ergibt sich aus

$$\sqrt{\frac{F_1}{K_1}} < \omega < \sqrt{\frac{4F_2 + F_1}{K_1}}.$$

Die Siebkette mit Nebenschlußspulen.

Diese Siebkette entsteht aus der Kondensatorleitung, indem einmal die Reihenkondensatoren durch Spulen ersetzt, also im Modell, indem die Spiralfedern von den Pendeln entfernt und diese durch Gewichte belastet sowie gegen die Schwere ausgeglichen werden. Ferner ist eine den Kondensatoren C_2 entsprechende Kopplung außerdem anzubringen. Das ist dieselbe Kopplung wie bei der Spulenleitung. Sie wird hier bewerkstelligt durch um die Achse gewundene Spiralfedern, die in der Mitte eine Ausbuchtung besitzen, um die Kopplungspendel nicht zu stören.

Der durchlässige Bereich dieser Kette liegt bei

$$2\sqrt{\frac{F_2}{K_2}} < \omega < 2\sqrt{\frac{F_2(K_1+K_2)}{K_1 K_2}}.$$

Die Absorptionskette.

Eine Absorptionskette, also einen Kettenleiter, der einen bestimmten Frequenzbereich nicht hindurchläßt, bekommt man elektrisch nach dem Schaltschema (Fig. 3e). Wenn man die Ohmschen Widerstände außer acht läßt, erhält man

$$R = \frac{i\omega L_1}{1-\omega^2 C_1 L_1}$$

$$S = \frac{i\omega C_2}{1-\omega^2 C_1 L_1}$$

$$\cos\gamma = 1 - \frac{1}{2}\frac{\omega^2 L_1 C_2}{(1-\omega^2 C_1 L_1)(1-\omega^2 C_2 L_2)} = A.$$

Nun wird $\beta = 0$ für $[A] < 1$. Die Frequenzen, welche den Absorptionsbereich begrenzen, ergeben sich dann aus

$$\omega^2 = \frac{1}{2}p^2 + \frac{1}{2}\sqrt{p^4 - \frac{4}{L_2 L_1 C_1 C_2}},$$

wo

$$p^2 = \frac{1}{L_1 C_1} + \frac{1}{L_2 C_2} + \frac{1}{4 C_1 L_2}$$

gesetzt ist.

Der Absorptionsbereich wird umso enger, je kleiner der Wurzelausdruck wird. Auch diese Kette läßt sich mechanisch durch das Modell wiedergeben. Der Parallelschaltung von L_1 und C_1 entspricht eine Anordnung, bei der die Pendelstange des trägen Pendels ersetzt ist durch eine Feder, an welcher die Kopplungsvorrichtung angreift. Die Serienschaltung $L_2 C_2$ wird sehr einfach durch ein Drehmoment realisiert, welches man dem Kopplungspendel durch ein am untern Ende angeschraubtes Zusatzgewicht erteilt. Ist P das Gewicht und a sein Abstand von der Drehachse, so läßt sich für kleine Drehwinkel die potentielle Energie des Kopplungspendels darstellen durch

$$E_p = \frac{P \cdot a}{8}(\varphi_{n-1} + \varphi_n)^2.$$

Dem Kondensator C_2 entspricht also hier das Drehmoment $\frac{P \cdot a}{4}$.

Die Grenzen des Absorptionsbereichs ergeben sich aus

$$\omega^2 = \frac{1}{2}p^2 \pm \sqrt{p^4 - 4\frac{F_1 F_2}{K_1 K_2}}$$

wo

$$p^2 = \frac{F_1}{K_1} + \frac{F_1 + F_2}{K_2}.$$

Rein sinusförmige Bewegungen kann man erzielen mittels motorischen Antriebs, wenn man den Zapfen eines Antriebspendels in einer

geeignet gestalteten Ausnehmung einer Scheibe gleiten läßt, die auf der Achse des Motors befestigt ist. Doch kann man die typischen Erscheinungen auch sehr einfach durch Handantrieb erreichen, wenn man zwei Sekundenschläger auf die errechneten kritischen Frequenzen einstellt. Man hat dann zwei Frequenzmarken, nach denen man sich leicht richten kann.

Das Modell wurde hergestellt vom Instrumentenmechaniker Lickefett am Polytechnikum Cöthen und ist dem Verfasser patentamtlich geschützt.

H. Dießelhorst, Einige Versuche aus der Mechanik.

1. Modell für die kritische Tourenzahl.

An Stelle des Rades ist ein hölzerner Ring genommen. Die Drehachse ist vertikal, so daß die Schwere keine Rolle spielt. Der Ring kann natürlich nicht auf einer Welle sitzen. Die Kräfte, die ihn in die zentrische Lage bringen, werden von zwei Spiralfedern ausgeübt, die an entgegengesetzten Enden eines Durchmessers nach außen angreifen und andererseits an den Schenkeln eines U-förmigen Halters befestigt sind (Fig. 1). Der Halter kann auf eine Zentrifugalmaschine gesetzt und dann um seine Achse AB gedreht werden. Der Halter trägt in der Achse einen festen Stab B, der durch den Ring hindurchtritt und für diesen als Anschlag dient. Die Biegungsschwingungen der Welle sind bei diesem Apparat durch Federschwingungen ersetzt, die relativ große Schwingungsdauer haben, so daß die kritische Tourenzahl niedrig liegt.

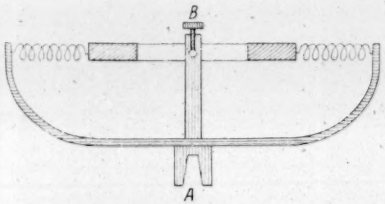


Fig. 1.

Dreht man den Apparat an, so legt sich bei der kritischen Tourenzahl der Ring an den Anschlag und kommt nicht wieder los. Will man beim Überschreiten der kritischen Tourenzahl den Ring zentrisch halten, so muß man einen engeren, nachgiebigen, die Schwingungen dämpfenden Anschlag verwenden, z. B. indem man ein paar Blätter Papier zu einem Rohr zusammenrollt und dieses von oben in die Öffnung des Ringes hält, so daß die Innenwand des Ringes an dem losen Papier schleift. Nach Überschreiten der kritischen Tourenzahl kann man das Papier herausziehen und der Ring rotiert stabil, fast freischwebend, nur von den schwachen Federn gehalten.

Wegen der Unsymmetrie der von Federn ausgeübten rücktreibenden Kraft um die Rotationsachse entspricht der Apparat nicht ganz dem Fall eines auf einer Welle sitzenden Rades, der zuerst von A. Föppl theoretisch aufgeklärt wurde. Herr Prandtl machte mich darauf aufmerksam, daß der Apparat dagegen ganz einem Fall entspricht, der von ihm gelegentlich einer Untersuchung über Laval-Turbinen behandelt wurde. Da die rücktreibende Kraft in Richtung der Federn und senkrecht dazu verschieden ist, so treten zwei Eigenschwingungen und dementsprechend zwei kritische Tourenzahlen auf. Und in dem ganzen Bereich dazwischen ist die Rotationsbewegung instabil. Daher auch die ungewöhnlich große Schwierigkeit, bei dem Apparat die kritische Tourenzahl zu überschreiten.

Durch einen kleinen Stoß kann man über die Rotationsbewegung Pendelschwingungen lagern, die sich leicht wieder dämpfen lassen, wenn man z. B. einen Papierstreifen, einen Gummischlauch, Bleistift oder ähnliches am Innenrand des Ringes schleifen läßt. Solche Pendelungen vergrößern sich auch von selbst, öffnen sich und wachsen bei der geringen Dämpfung an, bis sich der Ring an den Anschlag legt, womit die Stabilität der Bewegung aufhört. Durch eine geeignete Dämpfungsvorrichtung, z. B. einen aufgesetzten großen Papierzylinder, der Luftdämpfung bewirkt, kann man das Anwachsen der Pendelungen begrenzen.

Um mit dem Modell zeigen zu können, daß die Stabilität der Rotation an die nötige Bewegungsfreiheit gebunden ist, läßt sich ein Freiheitsgrad aufheben. Dazu gibt man dem Ring eine Führung längs einer dünnen Stange, die sich senkrecht zu dem Anschlagstabe B in einem dazu angebrachten Loch befestigen läßt. Bei guter Zentrierung (mittels Papierschablone) läßt sich dann die Umdrehungszahl weit über die kritische steigern; aber da die Zentrierung nie vollkommen ist, überwindet schließlich doch die Zentrifugalkraft die Reibung und die Federspannung, und der Ring fliegt plötzlich gegen den Anschlag.

2. Stabilität und Freiheitsgrade.

Die eben bereits besprochene Beziehung zwischen der Stabilität einer Bewegung und der Zahl der Freiheitsgrade läßt sich sehr einfach zeigen, wenn man unten an der senkrecht gestellten Achse einer Zentrifugalmaschine ein Cardanisches Gehänge befestigt und daran eine leichte Stange hängt. Die Stange rotiert stabil, selbst wenn man sie vorher in Pendelschwingungen versetzt hat. Freilich wird die Ebene dieser Pendelschwingungen stets langsam im Sinne der Rotation gedreht werden und die Schwingung selbst sich zu einer elliptischen und kreisförmigen öffnen. Sobald aber eins der beiden Gelenke der Cardanischen Aufhängung festgeklemmt ist, tritt die stabile Rotation nicht ein, sondern die Stange schlägt sofort aus nach Art eines Zentrifugalregulators.

3. Modell zur Demonstration der trocknen und flüssigen Lagerreibung.

An der zunehmenden Verbreitung der Michell-Lager und dem Aufkommen ähnlicher Konstruktionen läßt sich die Bedeutung ermessen, die den Vorgängen im laufenden Lager zukommt, wie sie zuerst Petroff, dann Reynolds, Sommerfeld, Rayleigh, Gümbel theoretisch zu erfassen versuchten. Ein einfaches Modell, das hier die wichtigsten Tatsachen zu zeigen erlaubt, wird daher willkommen sein.

Das Rohr R läuft mit horizontaler Achse in dem Lager B (Fig. 2) und wird mittels der Schnurscheibe S angetrieben. Ein auf das Rohr gesetzter Ring bildet den Zapfen Z des Versuchslagers. Die Lagerschale L hängt auf dem Zapfen. Um die Ölzufuhr, die von oben erfolgt und bei aufliegender Lagerschale gesperrt ist, frei zu geben, kann die Lagerschale durch eine Feder nach oben gezogen werden. Ein kleiner Zapfen Z' sitzt zentrisch etwas vor dem Rohr und wird durch drei dünne Arme vom Rohr aus gehalten. Fast in gleicher Ebene mit der Vorderfläche des kleinen Zapfens sitzt an der Lagerschale eine Scheibe L' mit zentrischem Loch, dessen Durchmesser um den gleichen Betrag größer ist, als der Durchmesser des Zapfens, wie bei dem wirklichen Lager L. Liegt also Z unten auf L, so liegt auch Z' unten auf L'. Man hat dann in $Z'L'$ das Bild eines Lagers, bei dem der Spielraum verhältnismäßig groß ist im Vergleich zu dem Zapfendurchmesser, so daß man bei starker Vergrößerung durch Projektion die Bewegung des Zapfens relativ zur Lagerschale deutlich verfolgen kann. An der Bewegung der drei Arme des Zapfens kann man beim Anlaufen den Rotationssinn erkennen. Bei schnellem Lauf verschwinden im Bilde die Arme.

Läßt man das Lager trocken anlaufen, so erkennt man die Verschiebung der Auflagestelle des Zapfens entgegen der Bewegungsrichtung. Bei geschmiertem Lager (Lagerschale durch die Feder nach oben gezogen)

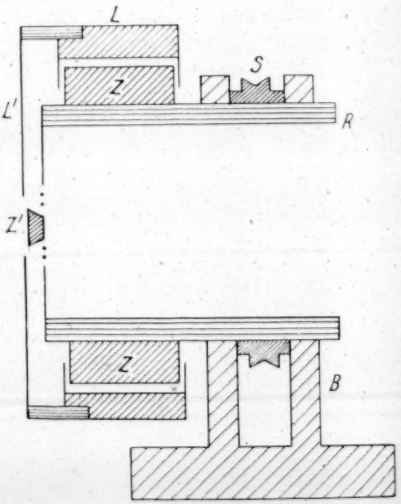


Fig. 2.

sieht man das Abheben des Zapfens von der Lagerschale und auch die von Sommerfeld errechnete und von Vieweg experimentell gemessene Seitenverschiebung des Zapfens von der ursprünglichen Auflagestelle aus im Sinne der Rotationsbewegung, also entgegengesetzt, wie bei trockenem Lauf. Insbesondere beim plötzlichen Wechseln der Drehrichtung tritt die Seitenverschiebung deutlich hervor.

4. Zwei Versuche zur Anwendung des Flächensatzes.

Der einfache Apparat für diese beiden Versuche besteht aus einem starken Kapillarrohr von etwa 20 cm Länge, das mit dem einen Ende horizontal in die Muffe eines Stativs geklemmt ist, und einem Faden, an dessen einem Ende eine kleine Kugel aus Holz oder Gummi befestigt ist. Man zieht den Faden durch das Kapillarrohr so, daß die Kugel an etwa 30 bis

40 cm Faden aus dem nicht eingespannten Ende des Rohres heraushängt.

I. Für den ersten Versuch legt man den Faden am Kapillarrohr fest, indem man ein kurzes Stück Gummischlauch über das Rohrende (und den Faden) schiebt oder den Faden einigemal um das Rohr schlingt und schleudert dann die Kugel so, daß der Faden sich vollends aufwickelt. Man beobachtet, wie bei abnehmender freier Fadenlänge die Winkelgeschwindigkeit wächst.

II. Beim zweiten Versuch nimmt man den Gummiring ab, läßt also den Faden mit der Kugel frei aus dem Rohr heraushängen und legt das Fadenende an der anderen Seite des Kapillarrohres fest (etwa mit einer Schlinge an der Muffe). Dann schleudert man die Kugel wieder so, daß sie eine Kreisbewegung vollführt, und zieht nun den Faden langsam durch das Kapillarrohr hindurch. Wiederum beobachtet man beim Verkleinern des Radius eine Zunahme der Winkelgeschwindigkeit, aber in auffällig stärkerem Maße, als bei dem vorigen Versuch.

Beim zweiten Versuch bleibt nach dem Flächensatz das Moment der Bewegungsgröße (der Drall), also $r^2\omega$ konstant, d. h. die Winkelgeschwindigkeit ist proportional $\frac{1}{r^2}$. Bei dem ersten Versuch bleibt die Energie konstant, also auch die Lineargeschwindigkeit $v = r\omega$, d. h. ω ist proportional $\frac{1}{r^2}$. Der Drall bleibt bei dem ersten Versuche nicht konstant, sondern muß abnehmen, weil die Fadenspannung, die auf die Kugel wirkt, nicht durch das Zentrum geht, sondern an einem Hebelarm gleich dem Radius des Rohres wirkt, also ein Drehmoment liefert, und zwar in rücktreibendem Sinne, so daß es den Drall verkleinert.

Arbeit leistet dagegen die Fadenspannung bei diesem Versuche nicht, weil die Bewegungsrichtung der Kugel stets senkrecht darauf steht, während bei dem zweiten Versuche die Bewegung der Kugel eine Komponente in Richtung der Fadenspannung hat, so daß Arbeit in das System hineingesteckt wird, eben die Arbeit, die man beim Durchziehen des Fadens aufbringen muß, und die als Energiezuwachs der Kugel zum Vorschein kommt.

E. Weiß (Charlottenburg), Zur mathematischen Analyse des Brillenproblems. (Autoreferat.)

Im Anschluß an die in der Zentralzeitung für Optik und Mechanik (Jg. 1920, S. 341) mitgeteilte mathematische Analyse für sphärische Brillengläser werden die entsprechenden Formeln für die zweifach symmetrischen, sphärisch-torischen Gläser entwickelt und auf die Formen mit konkaver torischer Fläche spezialisiert. Hierbei ergeben sich folgende Resultate:

1. In jeder der beiden Symmetrieebenen wachsen die astigmatischen und Refraktionsfehler im allgemeinen mit dem Quadrate des Blickwinkels.

2. In jeder der beiden Symmetrieebenen ändern sich die astigmatischen und Refraktionsfehler nach je einer durch eine Parabel darstellbaren Funktion der Durchbiegung so, daß man für jede Fehlerart im allgemeinen je zwei Durchbiegungen finden kann, bei der der betreffende Fehler null ist; aber diese Nullformen sind für verschiedene Fehlerarten verschieden, so daß man niemals alle Fehler zugleich beheben kann.

3. Es hat für die Zwecke der Praxis keinen Sinn, irgendwelche einfache Mittelwerte wie z. B. einen mittleren Refraktionsfehler oder die Differenz der astigmatischen Fehler genau auf Null zu bringen, da man dadurch entweder eine diskontinuierliche Reihe von Gläserformen bekommt oder aber für eine kontinuierliche Reihe ganz unzweckmäßig große Durchbiegungen erhält.

4. Man kann aber mittels der mitgeteilten Formeln ohne Schwierigkeit jene Durchbiegungen errechnen, bei denen das mittlere Fehlerquadrat, sei es der astigmatischen, sei es der Refraktionsfehler, ein Minimum wird.

H. Siedentopf (Jena), Über Neuerungen in der Mikroskopie. (Abgekürztes Referat.)

1. Eine besondere Schwierigkeit in der fabrikatorischen Herstellung der Mikroskopobjektive bildet die genaue Zentrierung der kleinen Linsen in ihrer Fassung. Es war früher üblich, die einzelnen Glieder durch Gewinde miteinander zu verschrauben, wodurch aber eine Fehlerquelle hinsichtlich der Zentrierung hineinkommt, die darauf zurückzuführen ist, daß sich alle Gewinde mehr oder weniger einseitig anziehen, so daß unvermeidliche kleine Reste von Zentrierungsfehlern übrigbleiben, die man durch Probieren oder gegenseitiges Kompensieren vermindern konnte. Diese Fassung ist bei Zeiß durch eine Zylinderfassung nach Hasert ersetzt worden,

so daß die Einzelteile des Objektivs in Ringe gefaßt werden, die einen genauen Außenzylinder haben. Diese Ringe werden in einem Hohlzylinder von gleichem Innendurchmesser wie die Außendurchmesser der Fassungsteile übereinandergesteckt. Hierdurch kann eine merklich größere Gewähr für genaue Zentrierung geboten werden, als es früher mit der Gewindefassung möglich war.

Bei den Okularen habe ich Neukonstruktionen angegeben, die eine Zweiteilung des Strahlenganges für besondere Zwecke benutzen, unter Anwendung einer halbdurchlässigen, halbreflektierenden Silberschicht. In diese Gruppe gehören der binokulare Tubusaufsatz für Mikroskope „Bitumi", das Doppelokular und das Vergleichsokular. Der binokulare Tubusaufsatz stellt eine Vereinfachung des Abbeschen stereoskopischen Okulars dar. Er dient dazu, ein monokulares Mikroskop in ein binokulares zu verwandeln und durch aufgesetzte Halbblenden einen stereoskopischen Effekt auch bei Beobachtungen mit nur einem Objektiv zu vermitteln. Das Doppelokular gestattet die Beobachtung desselben Präparates durch zwei Beobachter gleichzeitig bei jeder Vergrößerung, während das Vergleichsokular die in zwei verschiedenen Mikroskopen erzeugten Bilder in einem Okulargesichtsfeld zu vereinigen gestattet. Es mag erwähnt werden, daß sich mit Hilfe dieses „Bitumi" die Brownsche Molekularbewegung noch sehr viel sinnfälliger demonstrieren läßt, weil wir die Raumkomponente im Bilde dazugewinnen. Die Zick-Zack-Bewegung eines einzelnen Teilchens läßt sich sicherer verfolgen, als es bei monokularer Beobachtung möglich ist.

Außer Verbessungen in der Optik sind auch in der Mechanik solche zu nennen. Der wichtigste mechanische Teil des Mikroskops ist die Feinbewegung, von welcher verlangt wird, daß sie innerhalb eines größeren Temperaturbereiches frei von totem Gang sein soll. In der Regel benutzt man hierzu als Antrieb eine Schraube, welche aber den Nachteil hat, daß die kleinen Unterschiede zwischen Schraube und Mutter durch Fettung ausgeglichen werden müssen. Diese Fettung ist aber temperaturempfindlich und daher nicht so zuverlässig wie man es wünschen möchte. Infolgedessen wird neuerdings die Mikrometerschraube durch ein Zahnradgetriebe nach Meyer ersetzt, das den Vorteil besitzt, daß erstens die Stirnräder genauer hergestellt werden können, als es bei Schrauben möglich ist, daß zweitens zwischen den Zahnrädern keine Fettung notwendig ist, und daß man drittens bei Zahnrädern besser als bei Schrauben durch einseitigen Gegendruck einer Feder einseitige Flankenanlage erzwingen kann, um den toten Gang vollkommen aufzuheben.

2. Während die bisherigen Ausführungen mehr technischer Natur waren, sollen die folgenden mit einigen einfachen theoretischen Ergebnissen über Abbildungsfragen bekannt machen. Zur Einführung diene eine schematische Zusammenstellung der Bildentstehung im Mikroskop, die auf der Verschiedenheit der Objekte gegründet ist. Wir wollen punktförmige, lineare und flächenhafte Objekte unterscheiden. Die punktförmigen Objekte wollen wir weiterhin als klein gegen die Wellenlänge des Lichtes voraussetzen, die linearen Objekte als im Querschnitt klein hiergegen und für die flächenhaften Objekte wollen wir uns einfache Gitteranordnungen denken mit Abständen der Gitterstriche, welche noch mikroskopisch auflösbar sind. Wir wollen weiterhin zwei Fälle der Abbildung herausgreifen, einmal bei voller kreisrund begrenzter Öffnung des Objektivs und zweitens bei geradliniger Abblendung der Objektivöffnung von einer Seite her. — Wir beobachten eine bemerkenswerte Reziprozität der Erscheinungen in der Bildebene und in der hinteren Brennebene der Objektive. Als Lichtquelle diene eine enge Iris unter dem Kondensor, die wir der Einfachheit halber zentrisch gestellt denken wollen. Bei voller Öffnung und punktförmigem Teilchen erblicken wir die hintere Brennebene voll Licht und als Bild des Teilchens das bekannte Beugungsscheibchen. Blenden wir die Öffnung des Objektivs in der hinteren Brennebene oder deren Nähe einseitig ab, so gehen die Beugungsscheibchen von der normalen Form in das sogenannte Heliometerbild über. — Bei einzelnen linearen Objekten und voller Öffnung des Objektivs entsteht ein heller schmaler Streifen in der hinteren Brennebene, welcher senkrecht zu dem linearen Objekte liegt, wenn wir uns letzteres der Einfachheit halber als geradlinig vorstellen. Die Erscheinung läßt sich am besten bei Dunkelbeleuchtung beobachten. Im Bilde erscheint ein Beugungsstreifen, der beiderseitig von Interferenzfransen mit nach außen hin schnell abnehmender Helligkeit begleitet ist. Blenden wir das Objektiv parallel zum linearen Objekt einseitig ab, so verschwinden die Interferenzfransen auf einer Seite. — Bei einem flächenhaften Objekt wie dem obengenannten Gitter erhalten wir bei voller Öffnung in der hinteren Brennebene eine Reihe äquidistanter getrennter Beugungsbilder der lichtgebenden Öffnung, deren Verbindungslinie senkrecht zu den Gitterstrichen liegt. Blenden wir diese Beugungsbilder von beiden Seiten her ab, so daß nur das Hauptbild der Iris übrigbleibt, so verschwindet im Bilde die Struktur, es erscheint

eine leere Abbildung. — Die Reziprozität liegt in dem Sinken der Dimensionen im Öffnungsbild bei steigender Dimension des Objekts. —

Bei der Abbildung linearer Objekte stoßen wir auf zwei Eigentümlichkeiten: Erscheinungen, die mit der sogenannten Beckeschen Linie zusammenhängen, die wir im Hellfeld beobachten, und auf diejenigen Erscheinungen, die mit dem Azimutfehler zusammenhängen, der bei Dunkelfeldbeleuchtung auftritt.

Im Falle eines geradlinigen Objekts, z. B. eines Striches, ist das Bild bei enger zentraler Beleuchtung ein System von abwechselnd hellen und dunklen Streifen, die mit nach außen hin schnell abnehmender Helligkeit symmetrisch links und rechts vom Zentralstreifen angeordnet sind. Die Symmetrie bleibt bei zu hoher und zu tiefer Einstellung erhalten. Eine Unsymmetrie im Interferenzbild beobachten wir, wenn wir das Objektiv dicht oberhalb seiner letzten Linse zur Hälfte abblenden. Blenden wir die linke Hälfte des Objektivs ab, so erscheint bei enger zentraler Beleuchtung und bei zu hoher Einstellung das erste Maximum der Interferenzerscheinung auf der linken Seite des Striches, bei zu tiefer Einstellung auf der rechten. Man erkennt die Erscheinung bei Anwendung starker Okulare, mittelstarker Trockenobjektive und von durch Mattscheibe abgedämpftem Bogenlicht recht deutlich. Erweitern wir die sehr enge Irisöffnung ein wenig, so verblassen die äußeren Interferenzstreifen und nur das erste Seitenmaximum bleibt deutlich. Die Erscheinung kehrt sich um, wenn wir die rechte Objektivseite abblenden. Als Objekt empfiehlt sich ein sogenanntes Objektmikrometer, das einen Millimeter in 100 Teile geteilt zeigt.

Wir entfernen jetzt die Halbblende aus dem Objektiv und legen auf das Objektmikrometer ein Deckglas, und zwar so, daß die linke Hälfte des Objekts, also die rechte Hälfte des Bildes davon bedeckt erscheint. Es entsteht in der Nähe der Grenzkante des Deckglases auffälligerweise nicht bloß eine Veränderung in der Abbildung der bedeckten Striche, sondern auch der unbedeckten Striche, und zwar bis auf einen Abstand von mehr als etwa 10 Teilstrichen von der Grenze des bedeckten Teiles ab. Wir sehen die unbedeckten Teilstriche so, als ob wir die linke Hälfte des Objektivs verdeckt hätten. Die linke Hälfte des engen Beleuchtungskegels hat demnach bei der Abbildung der unbedeckten Striche nicht mitgewirkt, so daß „das Heliometerbild von Strichen" zustande kommen kann. Wir müssen annehmen, daß die linke Hälfte der Lichtstrahlen oder ein Teil derselben in das bedeckende Deckglas gedrungen sind oder an seine Stirnfläche reflektiert wurden, so daß sie an der Bilderzeugung in der betrachteten Bildebene nicht mitwirken können, da sie einen anderen Schnittpunkt bekommen haben.

Wir sehen die bedeckten Teilstriche in der Bildebene der unbedeckten nicht scharf, sondern müssen den Tubus heben, bis wir sie erkennen. Ihr Bild liegt infolge optischer Hebung durch das zwischengeschobene Deckglas um etwa $^1/_3$ von dessen Dicke höher. Es entspricht dem Heliometerbild, das wir erhalten, wenn wir die rechte Objektivhälfte bedecken. Bei zu hoher Einstellung liegt das erste Maximum auf der Seite, die von der Grenzkante des bedeckenden Deckglases nach dem Deckglas hinweist, also nach rechts. Bei zu tiefer Einstellung liegt es auf der anderen Seite.

Die rechte Hälfte der abbildenden Strahlen oder ein Teil derselben kann nicht mehr ungestört das bedeckende Deckglas durchlaufen, sondern tritt vorzeitig am Rande desselben in Luft oder wird sonstwie abgelenkt, so daß sie an der Bilderzeugung in der betrachteten Bildebene nicht oder nur unvollkommen mitwirkt. Man kann die Abbildung der Teilstriche bis auf etwa $^1/_{100}$ mm an die Grenzkante des Deckglases heran verfolgen. Letztere selbst entzieht sich infolge ihrer vielfach ausgebrochenen Kante der deutlichen Abbildung. Nur an wenigen regelmäßigen Stellen der Kante vermögen wir noch bis auf Bruchteile eines hundertstel Millimeter Abstand von ihr die Abbildung der Teilstriche wie vorbeschrieben zu beobachten.

Nach diesen einfachen Versuchen können wir die Beckesche Linie in folgender Weise als Teil einer allgemeineren physik.-optischen Erscheinung deuten: Die, wie wir annehmen wollen, links liegende Seite des höher brechenden Minerals ist optisch mit demjenigen Teil des Objektmikrometers zu vergleichen, der durch das Deckglas bedeckt wird. Wir benutzen eben den Kunstgriff, daß wir die höher brechende Substanz von gleicher Dicke durch eine gleichbrechende Substanz von größerer Dicke ersetzen. Denken wir uns nun unter dem Dünnschliff die Mikrometerteilung angebracht, so werden alle Teilstriche, die in genügender Nähe der Grenzkante unter dem höher brechenden Mineral liegen, bei Hocheinstellung im Bild mit hellem Saum an der rechten Seite abgebildet. Wir betrachten jetzt zwei Teilstriche, die in sehr kleiner Entfernung voneinander zu beiden Seiten der Grenzkante liegen mögen. Bei zu hoher Einstellung wird im Bild der rechte Teilstrich einen hellen Saum zur rechten Seite haben, der bei tiefer Einstellung nach links wandert. Bei noch tieferer Einstellung erblicken wir den linken Teilstrich mit hellem Saum an seiner linken Seite, der bei weiterem Senken des Tubus nach

rechts wandert. Machen wir in Gedanken das Experiment, daß wir beide Teilstriche sich so weit nähern lassen, daß wir sie nicht mehr einzeln unterscheiden können, und beschränken uns auf die höchste Einstellung, so haben wir die Erscheinung, die der Beckeschen Linie entspricht: bei Hocheinstellung eine Lichtlinie auf der Seite der höher brechenden Substanz. —

Wir wenden uns jetzt zu der anderen Erscheinung, die wir bei linearen Objekten im Dunkelfeld als sogenannten Azimutfehler beobachten. Ein lineares Objekt beugt bei Beleuchtung durch eine kleine entfernte Lichtquelle nicht, wie die punktförmigen Objekte, Licht nach allen Richtungen im Raume ab, sondern lediglich in den Richtungen der Mantelstrahlen eines Kreiskegels, den wir konstruieren können mit dem Objekt als Achse und dem beleuchtenden Strahl als einem Mantelstrahl dieses Beugungskegels. Je nachdem, ob ein Teil dieses Kegels in das Objektiv eindringen kann oder nicht, wird das lineare Element sichtbar gemacht oder nicht. Bei einseitig schiefer Dunkelfeldbeleuchtung beobachten wir diese Erscheinung z. B. an nadelförmigen Organismen.

Aber auch bei allseitig schiefer Dunkelfeldbeleuchtung können ähnliche Erscheinungen auftreten, die wir als Erscheinungen des wandernden Lichtscheines und als Erscheinungen des Funkelns beschreiben, wie wir sie besonders gut an Spirochäten beobachten, die wir als feine mikroskopische, schraubenförmige Objekte ansehen können. Bei flachen Schraubengängen erscheint gleichförmige Helligkeit, die bei steileren Schraubengängen durch Stellen geringerer Helligkeit unterbrochen wird, während bei ganz steilen Neigungen sogar Dunkelstellen auftreten müssen, und zwar um so eher, je geringer die Apertur des zur Beobachtung verwendeten Objektivs ist. —

Schließlich wollen wir einige Bemerkungen über flächenhafte Objekte anschließen, die wir uns durch geradlinige mikroskopische Parallelgitter vorstellen wollen. Hier spielt die Frage des Auflösungsvermögens eine wesentliche Rolle, die für die Fälle der Hellfeldbeleuchtung von Abbe geklärt ist. Für Dunkelfeldbeleuchtung muß die benutzte Formel verallgemeinert werden, weil wir zur Bilderzeugung infolge Fehlens des Hauptmaximums außer dem ersten Beugungsspektrum mindestens noch das zweite Beugungsspektrum mit heranziehen müssen. Das hat für die Praxis eine wesentliche Verminderung des Auflösungsvermögens bei Dunkelfeldbeleuchtung gegenüber dem bei Hellfeldbeleuchtung vorhandenen zur Folge. Diese auf einfachen geometrischen Gründen beruhende Verminderung des Auflösungsvermögens hat merkwürdige Unstetigkeiten im Auflösungsvermögen bei Dunkelfeldbeleuchtung zur Folge, die in drei verschiedenen Formen auftreten können, je nachdem wir entweder die Schiefe der Beleuchtung verändern, oder die Farbe des verwendeten Lichtes oder die Feinheit des benutzten Gitters.

Diese Unstetigkeiten im Auflösungsvermögen bei Dunkelfeldbeleuchtung sind einfache Folgerungen aus der Abbeschen Theorie der mikroskopischen Bilderzeugung. Sie bilden durch ihre Empfindlichkeit eine weitere Bestätigung für die Richtigkeit dieser Lehre.

3. Für die mikroskopische Abbildung haben alle diejenigen Methoden, die darauf hinzielen, den Kontrast im mikroskopischen Bilde zu heben, eine besondere Bedeutung. Hierin liegt der Wert für die Anwendung und Entwicklung der Dunkelfeldbeleuchtung, trotz ihrer Nachteile des geringeren Auflösungsvermögens und des Azimutfehlers. Wir wenden die Dunkelfeldbeleuchtung überall da mit Vorteil an, wo die einzelnen Objektelemente nur eine lichtschwache Beugung verursachen. Denn in solchen Fällen muß es eine sehr flaue oder gar vollkommen überstrahlte Interferenzerscheinung im Bilde geben, und wir können rund annehmen, daß das Bild aus diesem Grunde unsichtbar wird, wenn die Intensität des ersten Beugungsspektrums weniger als etwa ein Hundertstel oder ein Zweihundertstel von der Intensität des beleuchtenden Lichtes beträgt, denn nach bekannten photometrischen Erfahrungen können so geringe Helligkeitsunterschiede im visuellen Bilde nicht mehr wahrgenommen werden. Beim Dunkelfeld wirkt das primäre Maximum bei der Bilderzeugung nicht mit, und da die Helligkeitsunterschiede zwischen dem ersten und zweiten Beugungsspektrum sehr viel geringer sind, kann in solchen Fällen lichtschwacher Beugung noch ein kontrastreiches Dunkelfeldbild möglich sein, wo die Hellfeldbeleuchtung versagt.

Die Intensität des abgebeugten Lichtes kann aus zwei Gründen gering ausfallen. Einmal können die Brechungsvermögen benachbarter Strukturelemente nur sehr geringe Unterschiede aufweisen, und zweitens haben wir lichtschwache Beugung, wenn die Teilchen von ultramikroskopischen Dimensionen sind. Als Beispiel für den ersten Fall nennen wir die ungefärbten hämolysierten roten Blutkörperchen, für den zweiten Fall die ultramikroskopischen Goldteilchen. —

Für die Dunkelfeldbeleuchtung im Mikroskop sind sehr verschiedenene Methoden vorgeschlagen worden. Die bevorzugte Methode der allseitig schiefen Dunkelfeldbeleuchtung verwendet einen Kegel von Strahlen sehr hoher

Apertur zur Beleuchtung mit Hilfe von Spiegelkondensoren.

An einem dieser Spiegelkondensoren, dem Paraboloidkondensor sind neuerdings erhebliche Verbesserungen angebracht, die in dem neuen Wechselkondensor von Zeiß vereinigt sind. Die Verbesserungen verfolgen ein doppeltes Ziel. Jedes wird durch Drehung von je einem besonderen nach außen vorstehenden Hebel erreicht. Es soll einmal am Mikroskop ein bequemer und stetiger Übergang von Hellfeld- zur Dunkelfeldbeleuchtung und umgekehrt entstehen, um die Deutung der mikroskopischen Bilder unter ganz verschiedenen Beleuchtungsbedingungen zu erleichtern und damit zur Einführung der Dunkelfeldbeleuchtung den Weg mehr als bisher zu ebnen. Die erforderlichen Bewegungen für den Wechsel der Bildart und die Einstellung der Helligkeit werden mit einem einzigen Handgriff ausgeführt, indem bei der Umschaltung durch eine dem Kondensor eigentümliche Kuppelung eine Irisblende betätigt und zugleich eine Zentralblende verschoben wird. Durch diesen stetigen Übergang wird erreicht, daß das Erinnerungsbild sicher genug zum Vergleich der verschiedenen Bildarten bleibt. Eine zweite wesentliche Erleichterung bietet die andere Einrichtung an dem Wechselkondensor, die ihn innerhalb der praktisch in Betracht kommenden Grenzen von der Objektträgerdicke unabhängig macht. Es wird der rechts angeordnete, etwas kürzere Hebel benutzt, um die Schnittweite des Kondensors der Objektträgerdicke in dem Intervall von etwa 1—2 mm anzupassen. Diese Einstellung wird so bewirkt, daß vermittelst des rechten Hebels ein optisches Teil im Inneren des Wechselkondensors verstellt wird. Durch diese Konstruktion wird erreicht, daß man den Wechselkondensor auf die Objektebene fokussieren kann, ohne daß hierbei die Immersionsschicht zwischen Kondensor und Präparat gestört wird. Mit diesen beiden Einrichtungen entfallen wesentliche Hemmungen, die bislang der Anwendung der Dunkelfeldbeleuchtung gegenüberstanden. —

Institut für Mikroskopie an der Universität Jena, September 1921.

BESPRECHUNGEN.

R. Abegg (†) und F. Auerbach, Handbuch der anorganischen Chemie. Vierter Band, erste Abteilung, zweite Hälfte. XIII, 1072 S. Leipzig, S. Hirzel. 1921. Preis geh. M. 170.—, geb. M. 200.—

Im Jahre 1905 begann das Handbuch der anorganischen Chemie zu erscheinen; mit dem Jahre 1913 lag es vollständig vor bis auf die Elemente der sechsten und achten Gruppe. Der von dem ersten Herausgeber aufgestellte und nach dessen frühem Hinscheiden von dem zweiten Herausgeber innegehaltene Arbeitsplan fand sich in der Mehrzahl der Darstellungen — ungeachtet aller in der Individualität der Mitarbeiter begründeten Verschiedenheiten — gerechtfertigt. Während man in früheren Handbüchern des gleichen Wissensgebietes die Ergebnisse der physikalischen Chemie in einer Art Einleitung von einem Theoretiker dargestellt fand und dann fast ohne Bezugnahme darauf das Tatsachenmaterial der Chemie für die einzelnen Elemente und Verbindungen — sollte es das Kennzeichen des vorliegenden Werkes sein, die allgemeine und physikalische Chemie an jeder dazu auffordernden Stelle zu Worte kommen zu lassen. Daß die Hauptschwierigkeit solchen Unternehmens — die geeigneten Mitarbeiter zu finden — sehr befriedigend gelöst werden konnte, zeigen dem Kundigen die auf dem Titelblatt des Werkes verzeichneten Namen.

Durch das Erscheinen des vorliegenden Bandes wird die Befürchtung behoben, daß die Hemmung, die die Weiterführung des Werkes durch den Krieg erfahren mußte, eine dauernde sein würde. Der Band bringt von der sechsten Gruppe des periodischen Systems die Elemente der Nebengruppe Chrom, Molybdän, Wolfram, Uran; die selbst in der hier getroffenen vortrefflichen Anordnung schwer übersehbare Fülle von Verbindungen gerade dieser Elemente hat den Band auf über tausend Seiten anschwellen lassen. Die Eigenschaften der genannten Elemente, vor allem die des Wolframs, lassen den besonderen Hinweis an dieser Stelle gerechtfertigt erscheinen. Die ersten drei Elemente sind von J. Koppel behandelt worden; eine Reihe von Stichproben läßt die ungemein sorgfältige Arbeit erkennen. Die Darstellung ist insbesondere an Stellen, welche physikalisch-chemische Beziehungen betreffen, nicht die eines bloßen Nachschlagebuches, sondern hat oft die Form eines anregend geschriebenen Lehrbuches, so z. B. beim Chrom für die Theorien der Passivität oder bei der Besprechung der Chromiammine an Hand der Wernerschen Theorie. In anderen Fällen erscheint allerdings die Darstellung etwas in die Breite gegangen, so bei dem elektrochemischen Verhalten der Molybdänlösungen. Dagegen wäre es wohl hier wie in den anderen Bänden zweckmäßig gewesen, für die Legierungen die so übersichtlichen Schmelzdiagramme zu bringen. Der Dank aber für die imposante Arbeit, die hier geleistet worden ist, kann durch solche kleinen Ausstellungen nicht verringert werden. — Das Uran ist von R. J. Meyer behandelt. Von der Darstellung gilt das oben Gesagte; als besonders gelungen sei z. B. das photochemische Verhalten der Uranylsalze erwähnt. Für den Chemiker von Interesse ist ein hinzugefügtes umfangreiches Kapitel über die für das Molybdän und das Wolfram besonders wichtigen sogenannten Heteropolysäuren. Es ist bearbeitet von dem besten Kenner dieser Verbindungs-

klasse, A. Rosenheim. Von vortrefflicher Übersichtlichkeit ist in den von Koppel bearbeiteten Teilen die nach Jahreszahlen angeordnete Literaturübersicht. Es ist zu bedauern, daß diese Art nicht allen Mitarbeitern des Handbuches zur Pflicht gemacht werden konnte.

Die Atomgewichtsbestimmungen, die bisher für jedes Element in einem besonderen Abschnitt von B. Brauner-Prag gebracht worden sind, werden jetzt im Anschluß an die frühere bewährte Darstellungsart von J. Meyer-Breslau behandelt. Die bisher von Lottermoser bearbeitete Kolloidchemie der einzelnen Elemente hat G. Jander-Göttingen übernommen. Hoffentlich gelingt es dem verdienten Herausgeber die wohl bald zu erwartenden abschließenden Bände auf der Höhe der bisher erschienenen zu halten. A. Coehn.

F. Rinne, Die Kristalle als Vorbilder des feinbaulichen Wesens der Materie. 8°. V, 101 S. Mit 100 Textfig., 1 Zeichnung u. 5 Tafeln. Berlin, Gebr. Borntraeger. 1921. Preis M. 25.—

Der Verfasser gibt uns eine kurzgefaßte Zusammenstellung der prächtigen Bestätigungen, welche die Raumgittertheorie erfahren hat, mit Hilfe der Feinanalyse durch Röntgenstrahlen, um dann auf mannigfache Art und Weise dem Gedanken Ausdruck zu geben, daß letzten Endes die einfachen Gesetze des Kristallbaues ihren Ursprung haben im räumlich symmetrischen Bau der Bausteine des Gitters, der Ionen, bzw. der durch sie bedingten Molekularkraftfelder. Die Kristalle sind in diesem Sinne nur die Indikatoren des Feinbaus der Materie und geben uns einen nicht zu unterschätzenden Fingerzeig für die Erforschung der sämtlichen Symmetrieeigenschaften der Molekularfelder. Das Werk ist äußerst knapp gefaßt, anderseits aber durch eine sehr reiche Ausstattung mit Textfiguren auch dem Nichtfachmann verständlich gemacht. Letzterem wird die Lektüre wahrscheinlich dadurch etwas erschwert, daß im Text oft leicht zu umgehende Fremdwörter verwendet werden. Das tut aber dem Wert des Buches keinen Abbruch. Mag es von Fachgenossen und naturwissenschaftlich interessierten Kreisen in vollem Umfang gewürdigt werden.

P. Frauenfelder.

W. Ostwald, Grundriß der allgemeinen Chemie. Sechste Auflage. XVI u. 647 S. mit 69 Textfiguren. Dresden und Leipzig, Theodor Steinkopff. 1920. Geb. M. 30,—, geb. M. 35.—

Die sechste Auflage ist der unveränderte Abdruck der fünften, über die in dieser Zeitschrift, 18, 603, 1917 ein Referat gegeben worden ist. Es genügt an dieser Stelle also der Hinweis, daß das seit einiger Zeit im Buchhandel fehlende Werk wieder zur Verfügung steht. A. Coehn.

H. Löwy, Elektrodynamische Erforschung des Erdinnern und Luftschiffahrt. 8°. 39 S. m. Fig. Wien, Manzsche Verlagshandlung. 1920. Preis 30 Kr. 7.50 M.

Der Verfasser beschreibt kurz die Methode der Reflexion elektrischer Wellen zur Ermittlung unterirdischer leitender Schichten, welche somit die Ermittlung von Erzlagern und Grundwasserbecken gestattet. Weit einfacher erweist sich die Kapazitätsmethode, bei der sich leitende Erdschichten durch Änderung der Kapazität eines schwingenden Systems verraten. Die Methode erlaubt eine große Zeitersparnis gegenüber der geologischen Aufsuchung, ist aber auf trockene Gegenden beschränkt. Der Verfasser schlägt vor, diese Messungen in einem geeigneten Flugzeug in konstanter Entfernung vom Erdboden durchzuführen und macht Vorschläge zur Behebung der technischen Schwierigkeiten. Der größte Teil der Broschüre befaßt sich mit den Anwendungsmöglichkeiten in Nord- und Südamerika, sowie Afrika, Indien und Australien. Jedem Ingenieur mag sich bei der Lektüre viel Interessantes bieten. P. Frauenfelder.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Würzburg Dr. Ing. L. C. Glaser für Physik, an der Universität Jena Dr. Hans Busch (früher in Göttingen) für Physik.

Ernannt: Der frühere Vorstand des Chemischen Laboratoriums an der Deutschen zoologischen Station in Neapel Professor Dr. Martin Henze zum ord. Professor für angewandte medizinische Chemie an der Universität Innsbruck, der Privatdozent an der Technischen Hochschule Karlsruhe i. B. Dr. Heinrich Brandt zum ord. Professor der Mathematik an der Technischen Hochschule Aachen, der Privatdozent an der Universität Hamburg Dr. Bernhard Baule zum ord. Professor der Mathematik an der Technischen Hochschule Graz (an Stelle des in den Ruhestand getretenen Hofrat Professor Dr. Oskar Peithner v. Lichtenfels), Dr. V. L. Bohnson zum a. o. Professor für allgemeine Chemie an der Universität von Wisconsin in Madison, der Privatdozent Dr. Karl Försterling zum a. o. Professor für Physik an der Universität Jena.

Vom Lehramt zurück: Der ord. Professor der Chemie an der Universität Königsberg Geh. Regierungsrat Dr. Heinrich Klinger (zum 1. April 1922).

Gestorben: Der ord. Professor der Astronomie an der Universität Halle Dr. Hugo Buchholz.

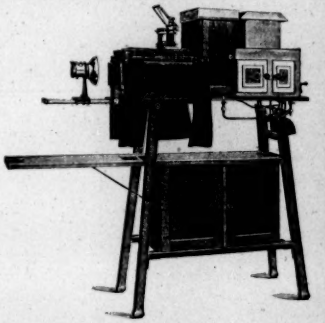
Für die Schriftleitung verantwortlich Dr. Erich Hückel in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

MAX KOHL A.G. Chemnitz

Volleingezahltes Kapital Mk. 1600000.

Physikalische Apparate
Funken-Induktoren
Ölluftpumpen
Experimentier-Schalttafeln
Projektions-Apparate
Laboratorienmöbel
in gediegener Ausführung.

Weltausstellung Brüssel 1910: 4 Große Preise; Turin 1911: 2 Große Preise; Dresden 1911: Großer Preis.



Kleines Megadiaskop. Projektions-Apparat für alle im Unterricht gebräuchlichen Projektionsarten, z. B. für durchfallendes Licht, für auffallendes Licht, für Mikroprojektion, Spektral-, Polarisations-Interferenzerscheinungen usw.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Grundzüge

der

Einsteinschen Relativitätstheorie

von

Dr. August Kopff

a. o. Professor der Astronomie an der Universität Heidelberg

Preis: 36 Mark, gebunden 45 Mark

Die „Grundzüge der Einsteinschen Relativitätstheorie" behandeln die spezielle und allgemeine Relativitätstheorie und sollen als erste Einführung in möglichst einfacher Weise die grundlegenden Untersuchungen über diese Theorie wiedergeben. Die vorausgesetzten Kenntnisse in Mathematik und Physik umfassen etwa diejenigen, die an den Hochschulen in den ersten Semestern erworben werden.

Einbanddecken zur Physikalischen Zeitschrift 1921

sind durch alle Buchhandlungen und auch direkt vom Verlag **S. Hirzel** in **Leipzig,** Königstraße 2 erhältlich.

Preis 20 Mark.

Wir suchen eine

rotierende Vakuum-Ölluft-Pumpe,

gut saugend für Motorantrieb, gebraucht, jedoch tadellos erhalten, zu kaufen. Angebote unter **S. H. 587** an den Verlag der Physikalischen Zeitschrift (S. Hirzel) in Leipzig, Königstraße 2 erbeten.

Neuste Konstruktion!

Kugelepiskop. D.R.P. 250314.

Franz Schmidt & Haensch

Berlin S. 42, Prinzessinnenstraße 16

Werkstätten für Präzisions-Mechanik und Optik.

Neue optische Spezialinstrumente eigener Konstruktion, Polarisations-, Spektral-, Projektionsapparate, Episkope u. a.

Preislisten kostenlos.